

高調波 찌그림 特性을 利用한 半導體 레이저의 注人電荷壽命 測定

洪 彰 禧

Carrier Lifetime Measurement by
Harmonic Distortion Characteristics of LD

Hong, Tchang-Hi

< 目 次 >

1. 序 論	3.1 實驗構成
2. 高調波 찌그림 特性解析	3.2 實驗結果
2.1 運動方程式(Rate Equation)	4. 結 論
2.2 第3차 고조파에 대한 近似解	參考文獻
3. τ_s 와 τ_p 의 測定	

Abstract

The carrier lifetime (τ_s) of injection laser (LD) has been measured by a new method using the harmonic distortion in the light output of sinusoidally modulated LD. The third harmonic amplitude at lasing threshold is found to be proportional to τ_s in the case of the low frequency modulation below several MHz. The carrier lifetime τ_s was measured as 1.59ns for a cw AlGaAs-LD and its validity was confirmed by the conventional measurement method.

1. 序 論

반도체레이저(Semi-conductor Laser 또는 Injection Laser 또는 Laser Diode(LD))는 GaAs, AlGaAs, 또는 InGaAsP 등 III-V족 반도체化合物을 재료로하는 레이저로서, 발진파장은 0.8~2.0 μ m(近赤外線영역)이다. 이런 종류의 레이저는 다른 레이저에 比하여 極小型, 高効率 및 大量生産可能 그리고 高信賴度를 가지고 있으므로해서 광섬유통신용 광원으로서는 물론, 光·電産業素子の 核心이되는 반도체소자이다. 이 소자의 개발초기에는 上記한 바와 같이 여러가지 명칭들을 가지고 있었으나 실

용화단계에 들어선 오늘 날에 와서는 Laser Diode의 약자인 LD가 가장 많이 사용되고 있다. 따라서 이 논문에서도 대부분 LD라는 간단한 기호를 사용하여 반도체레이저를 표기하고자 한다.

LD가 트랜지스터나 다이오드 등과 같은 산업소자로서 사용될 수 있는 다른 한 가지의 커다란 장점은 수 V, 수백 mA 미만의 작은 전압과 전류로 작동시킬 수 있다는 것과 直接變調가 가능하다는 점이다. 직접변조라함은 LD를 동작시키는 전류에다 직접 변조전류를 중첩시키므로써 光出力의 強度를 조절하는 변조방식을 말한다. 이는 변조형태로 보아서는 가장 원시적인 방법(信號燈에 의한 모르스信號 傳送등)이라 볼 수 있으나, LD를 이용하면 이러한 간단한 방법으로도 수 GHz 정도의 고속변조를 걸 수 있다. 이는 LD를 이용하는 측에서 볼 때에는 대단한 장점이라 아니할 수 없다. 현재 광섬유통신에 이용되는 변조방식의 대부분은 이런 변조방식을 취하고 있다.

본 연구에서는 이 직접변조방식을 記述하는 데에 사용되는 중요한 LD의 계수(parameter)의 값을 저주파 변조특성으로 부터 추정할 수 있는 획기적인 방법을 다루어 보았다.

LD의 동작특성을 해석함에 있어서는 LD의 동작을 현상론적으로 기술한 운동방정식(rate equation)이 사용되어 왔고, 지금에 와서는 LD의 동작을 거의 완벽하게 기술할 수 있는 형태로 발전되었다.^{1),2),3),4),5)} 이 방정식으로 기술되는 LD의 성질을 단적으로 나타내는 계수(係數)로서는 注入電荷의 自然放出壽命(Spontaneous-emission Carrier Lifetime; τ_s)과 光子壽命(Photon Lifetime; τ_p), 그리고, 自然放出光係數(Spontaneous-emission Factor; C)등이 있다. τ_s 는 LD 活性領域에 注入된 電荷들이 自然放出에 의하여 소멸되는 평균시간을 말하며 보통 수 ns인 것으로 알려져 있다. τ_p 는 活性領域에서 發生된 光이 소멸되는 평균시간으로 수 ps라는 것이 알려져 있다. C는 全 自然放出光中에 發振線에 포함되는 率을 나타내는 것으로 10^{-5} 정도임이 알려져 있다.³⁾

τ_s 와 τ_p 는 대단히 짧은 時間間隔이므로 이를 측정함에 있어서는 數 GHz에 해당되는 高速變調를 걸어야 된다. 지금까지 알려진 바로는 τ_s 의 측정에는 上昇時間 1ns 미만의 펄스를 利用하여 펄스電流印加 時間과 發振光펄스의 時間遲延을 이용하는 방법이 사용되어 왔다.⁶⁾ 한편 τ_p 의 측정에는 LD의 바이스전류에 따르는 공진주파수의 변화(수백 MHz에서 수 GHz)를 측정하므로써 추정하는 방법이 이용되어 왔다.⁷⁾ 이들 방법의 공통적인 난점은 수 GHz에 상당하는 고속변조를 이용해야 한다는 점이다.

그런데 이 변조광출력의 제 2, 제 3차 등의 高調波特性들을 利用하면 τ_s , τ_p 의 값을 측정함에 있어서 변조주파수를 1/2, 1/3, ... 1/n로 줄일 수가 있으므로 수 MHz, 수십 MHz와 같이 낮은 주파수의 변조로도 측정이 가능하리라 추측된다.

따라서 이 연구에서는 LD의 고조파·찌그러짐특성(Harmonic Distortion Characteristics)을 이용하면 수 MHz의 저주파로도 τ_s , τ_p 의 값을 측정할 수 있는 지 여부를 타진해 보았다. 본 논문에서는 제 3 고조파의 특성해석으로 부터 저주파, 변조를 이용하여 τ_s , τ_p 의 값을 측정해낼 수 있는 수식을 도출하여 내고, AlGaAs LD를 사용한 실험으로 부터 τ_s 와 τ_p 의 값을 각각 1.59ns, 0.59ps로 추정하고 있다. 이 값들은 이 形의 LD들이 가지고 있는 값에 유사한 값이다.

제 2절에서는 고조파특성의 해석으로 부터 τ_s , τ_p 를 측정할 수 있는 관계식을 도출해내고, 제 3절에는 실험결과에 대하여 기술되어 있다.

2. 高調波 찌그러짐 特性解析

2.1 運動方程式(Rate Equation)

LD 공진기의 軸方向과 橫方向 모두 단일 모-드動作을 하는 LD의 動作特性解析에 사용되는 一般的인 運動方程式은 다음과 같다.^{4),5)}

$$\begin{aligned} \frac{dn(x,t)}{dt} &= \frac{J}{ed} + D \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} - gF(x)^2 \cdot s \cdot n(x,t) - \frac{n(x,t)}{\tau_s} \\ \frac{ds}{dt} &= \left(gs + \frac{C}{\tau_s} \right) \int F(x)^2 n(x,t) dx - \frac{C}{\tau_p} \end{aligned} \quad (1)$$

여기서, $n(x,t)$ 는 活性領域으로 注入된 電荷密度이고, LD 공진기의 橫方向(x)으로 電荷들이 空間분포를 하고 있음을 나타내고 있다. 기타 축방향(z)와 두께방향(y)으로는 電荷들이 空間적으로 均일하게 분포되어 있음을 가정하고 있다. J 는 電流密度이며 空間적으로 均일하게 흐른다고 가정하고 있다. e 와 d 는 각각 電荷量과 활성영역의 두께를 가리킨다. D 는 注入電荷의 擴散係數를 나타낸다. g 는 誘導放出계수 $F(x)$ 는 공진기內的 光電場分佈를 나타내고 있다. s 는 LD 공진기內的 光子密度 그리고, τ_s 는 電荷의 自然放出壽命이다. C 는 自然放出係數를 나타낸다.

문헌(5)의 가정과 해석방법을 그대로 취하여

$$\begin{aligned} n(x,t) &= n_0(t) - n_1(t) \cos\left(\frac{2\pi x}{w}\right) \\ F(x) &= F_0 \cos\left(\frac{\pi x}{w}\right) \end{aligned} \quad (2)$$

을 가정하고 (1)식에 대입하여 空間積分을 행한다면 (1)식은 다음과 같은 空間獨立形의 3元一次 연립이분방정식이 된다. (2)식에서 w 는 LD 공진기의 폭이다.

$$\begin{aligned} \frac{dn_0}{dt} &= \frac{J}{ed} - \frac{n_0}{\tau_s} - gs(n_0 - n_1/2) \\ \frac{dn_1}{dt} &= gs(n_0 - n_1) - hn_1/\tau_s \\ \frac{ds}{dt} &= \{g(n_0 - n_1/2) - 1/\tau_p\}s + C(n_0 - n_1/2)/\tau_s \end{aligned} \quad (3)$$

여기서,

$$\begin{aligned} h &\equiv 1 + (2\pi L/w)^2 \\ L &= \sqrt{D\tau_s} \end{aligned} \quad (4)$$

로써 L 는 注入된 電荷의 擴散길이를 뜻한다.

高調波 찌그러짐 특성을 엄밀하게 解析하기 위하여서는 Fourier 급수전개법이 이용된다.^{8),9)} 이 논문에서도 향후 빈번히 언급될 각 變數들을 定義하는 뜻에서 Fourier 급수전개법을 소개하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 J &= J_0 + \sum_q \{J_m^c \cos(q\omega t) + J_m^s \sin(q\omega t)\} \\
 n_0 &= N_0 + \sum_q \{N_{0q}^c \cos(q\omega t) + N_{0q}^s \sin(q\omega t)\} \\
 n_1 &= N_{10} + \sum_q \{N_{1q}^c \cos(q\omega t) + N_{1q}^s \sin(q\omega t)\} \\
 s &= S_0 + \sum_q \{S_q^c \cos(q\omega t) + S_q^s \sin(q\omega t)\} \quad (5)
 \end{aligned}$$

(5)식을 (3)식에 대입하여 정리한다면 각 q 次別로 6 元연립방정식이 얻어진다. 그리고, (3)식은 비선형 미분방정식이므로 대수적으로 완전한 解를 얻을 수는 없다. 따라서 $J_m < J_0$ 라는 가정하에 逐次近似法으로 解를 求해나갈 수 밖에 없다.

그림 1은 이렇게 해서 求한 高調波의 特性의 一例를 가리킨다.⁹⁾ 定性的으로 특징있는 성질으로써는 발진개시 전류(J_{th} ; 밀도, I_{th} ; 전류) 근처에서는 각 高調波의 次數에 比例하여 마루 또는 골이 나타나는 현상이다. 이는 LD의 찌그러짐이 정특성곡선이 비직선성에 의한 것이라면 $I-L$ 곡선의 1次미분은 $I=I_{th}$ 에서 최대치를 가질 것이고 2次미분은 $I=I_{th}$ 에서 최소가 될 것이라는 것을 쉽게 추측할 수 있다. 그런데 한가지 특이한 일은 3次高調波는 $I=I_{th}$ 에서 정확하게 최소가되며 최소값은 오로지 주파수에만 의존한다는 사실이다. 본 연구에서는 이 사실을 이용하여 τ_s , τ_p 를 측정해낼 수 있는 수식을 도출해낼려고 하고 있다. 참고로 그림 2는 제 3 고조파의 특성만 골라낸 것으로⁹⁾ $I=I_{th}$ 에서의 최소값은 변조주파수의 증가에 따라 현저하게 변화되고 있음을 알 수 있다. 다음項에서는 근사제산에 의하여 그림 2에서 나타난 $I=I_{th}$ 의 특성을 밝히고자 한다.

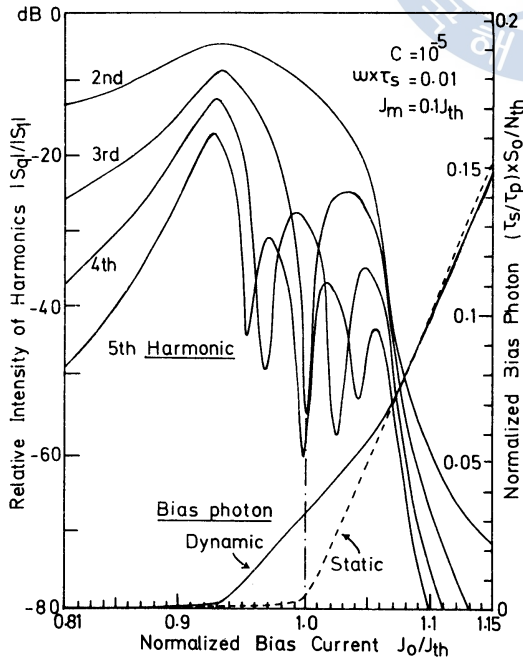


그림 1. 고조파와 전류전압의 정특성(이론)

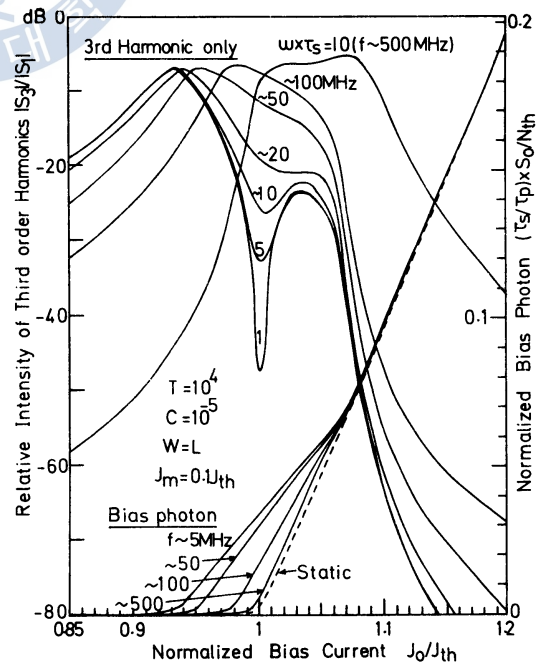


그림 2. 제 3 고조파의 주파수의 존성(이론)

2.2 第3차 고조파에 대한 近似解

前項에서 언급하였듯이 $I_0 = I_{th}$ 에서의 제3 고조파의 독특한 성질을 이용하면 τ_s 와 τ_p 를 측정해낼 수 있다. 이項에서는 $I_0 \approx I_{th}$ 에서의 제3 고조파의 특성을 타당한 근사계산으로 간단히 表現하려고 한다. 근사계산에 사용할 가정과 조건은 다음과 같다.

(i) 계산영역

- ① 전 류; $I_0 \approx I_{th}$ 즉, $I_0 - I_{th} \ll 1$, $(I_0 - I_{th})^2$ 등은 무시 $I_0 - I_{th} \ll I_m \ll I_0$
- ② 주파수; $\omega \times \tau_s \ll 1$ 즉 $(\omega \times \tau_s)^2$, $(\omega \times \tau_s)^3 \dots$ 등이 곱해져 있는 항은 무시.

(ii) 擴散效果 무시; (i)의 계산영역이면 이 가정은 타당함.⁹⁾

(iii) $T = \tau_s / \tau_p \geq 10^3$, $\therefore \tau_s \approx 1\text{ns}$, $\tau_p \approx 1\text{ps}$

(iv) $C < 10^{-4}$.⁹⁾

계산방법으로는 逐次近似法을 이용한다. 즉,

- (i) 정특성 $S_0(I_0)$ 를 구한다.
- (ii) S_1, S_2, S_3 를 순차적으로 구해간다.

확산영향을 무시하고 또 正弦波電流만을 卵加한 경우를 생각하면 (3)과 (5)式으로 부터 q 次高調波에 대하여서는 다음과 같은 4元연립방정식을 얻어 낼 수가 있다.

$$\begin{pmatrix} T(1-N_0) & q\hat{\omega} & -TS_0 & 0 \\ -q\hat{\omega} & T(1-N_0) & 0 & -TS_0 \\ TN_0 & 0 & TS_0+1 & q\hat{\omega} \\ 0 & TN_0 & -q\hat{\omega} & TS_0+1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_q^c \\ S_q^s \\ N_q^c \\ N_q^s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_q^c \\ P_q^s \\ \hat{J}_m - P_q^c \\ -P_q^s \end{pmatrix} \quad (6)$$

여기서 N_0, S_0, S_q, N_q 는 각각 $N_0/N_{th}, S_0/N_{th}, S_q/N_{th}, N_q/N_{th}$ 이고, N_{th} 는 發振開始電荷密度로써 $N_{th} = 1/g\tau_p$ 이다. 또 $\hat{J}_m \equiv J_m/J_{th}$, $\hat{\omega} \equiv \omega \times \tau_s$ 를 간단하게 표시한 변수들이다. 그리고, 定常狀態의 解는 (3)式으로 부터 다음과 같이 求해진다.

$$N_0 = \frac{1}{2}(\hat{J}_0 + 1 - \xi) \quad (7)$$

$$TS_0 = \frac{1}{2}(\hat{J}_0 - 1 + \xi) \quad (8)$$

여기서, $\xi \equiv \sqrt{(\hat{J}_0 - 1)^2 + 4(C\hat{J}_0 + K_0)}$ 이고, K_0 는 피변조 光出力이 찌그러짐으로 인하여 생겨나는 非아스光의 變化分을 나타내는 변수로서 다음과 같다.

$$K_0 = \frac{T}{2} \sum_q (N_q^c S_q^c + N_q^s S_q^s) \quad (9)$$

(6)式的 行列식은

$$\begin{aligned} \Delta_q &= (q\hat{\omega})^4 + (q\hat{\omega})^2 \{T^2(1-N_0)^2 + (TS_0+1)^2 - 2TN_0TS_0\} + T^2\xi^2 \approx T^2\xi^2 \\ \text{for } \hat{\omega} &\approx 0 \end{aligned} \quad (10)$$

또 (6)式에서 P_q 는

$$P_q^c = \frac{T}{2} \sum_{p=1}^{q-1} (N_{q-p}^c \cdot S_p^c - N_{q-p}^s \cdot S_p^s)$$

$$P_q^s = \frac{T}{2} \sum_{p=1}^{q-1} (N_{q-p}^c \cdot S_p^s + N_{q-p}^s \cdot S_p^c) \quad (11)$$

로써 q 次보다 작은 高調波에 의해서 q 次的 高調波를 생성시키는 驅動變數임을 뜻한다.

$q=1$ 의 계산에는 $p_q=0$ 으로 두어 계산을 하고 $q \geq 2$ 의 계산에는 $J_m=0$ 로 놓아 계산해나간다. 이렇게 하여 계산하면 $q=1$ 에 대하여서는

$$S_1^c \approx \frac{1}{2} \frac{\hat{J}_m}{A} T \xi \cdot \xi, \quad S_1^s \approx \frac{\hat{\omega}}{4} \frac{\hat{J}_m}{A} T \xi \cdot \xi$$

$$N_1^c \approx \frac{1}{2} \frac{\hat{J}_m}{A} (T \xi)^2, \quad N_1^s \approx \frac{\hat{\omega}}{4} \frac{\hat{J}_m}{A} (T \xi)^2 \quad (12)$$

가 얻어지고, 결국 $\omega \approx 0$ 라고 한다면 $S_1^c \gg S_1^s$, $N_1^c \gg N_1^s$ 여서 $P_1^c \gg P_1^s$ 가 될 것이고 P_1^c 는

$$P_1^c \approx \frac{T}{2} N_1^c S_1^c$$

$$= \frac{1}{4} T \frac{\hat{J}_m}{A} (T \xi)^2 S_1^c \quad (13)$$

$$P_1^s \approx \omega P_1^c$$

과 같이 얻어진다.

$q=2$ 에 대하여서는

$$S_2^c \approx \frac{P_1^c}{A} T \xi, \quad S_2^s \approx -\frac{1}{A} (2\hat{\omega}) P_1^c T T S_0$$

$$N_2^c \approx -\frac{1}{A} P_1^c T \xi \cdot T, \quad N_2^s \approx \hat{\omega} N_1^c \quad (14)$$

이어서

$$P_2^c \approx \frac{T}{2} \frac{\hat{J}_m}{A^2} T \xi P_1^c T \xi \cdot T (1 - \hat{J}_0),$$

$$P_2^s \approx \omega P_2^c \quad (15)$$

와 같이 근사시킬 수 있다.

제 3 고조파에 대하여서는

$$S_3^c = \frac{1}{A} \{P_2^c T \xi + P_2^s (3\hat{\omega}) (T T S_0 - 1)\}$$

$$\approx \frac{1}{8} \frac{(1 - \hat{J}_0) (1 - \hat{J}_0 + \xi) \hat{J}_m^2}{\xi^4} S_1^c \quad (16)$$

$$S_3^s = \frac{1}{A} \{-P_2^c (3\hat{\omega}) (T T S_0 - 1 - T S_0) + P_2^s T \xi\}$$

$$\approx \frac{\hat{\omega}}{8 \xi^4} (1 - \hat{J}_0 + \xi)^2 \{T (1 - \hat{J}_0) - 1\} J_m^2 S_1^c \quad (17)$$

가정에 의하여 高調波成分은 基本波에 비하여 훨씬 작으므로 (9)式에서 K_0 는

$$K_0 \approx \frac{T}{2} N_1^c S_1^c \approx \frac{\hat{J}_m^2}{8} \quad (18)$$

이다. 한편 ξ 는

$$\xi = \sqrt{(1 - \hat{f}_0)^2 + 4(C\hat{f}_0 + K_0)} \quad (19)$$

에서 $\hat{f}_m \approx 0.1$ 라고 한다면 K_0 는 다른 항들 보다 훨씬 크므로

$$\xi \approx \frac{\hat{f}_m}{\sqrt{2}} \quad (20)$$

으로 근사시킬 수 있다.

(16), (17)式으로 부터 알 수 있듯이 發振開始電流 · 즉 $J_0 = J_{th}$ 에서 제 3 고조파는 최소값을 가질 것이고 그 크기는,

$$\frac{|S_3|}{|S_1|} \approx \frac{1}{4} \hat{\omega} = \frac{1}{4} \hat{\omega} \times \tau_s \quad (21)$$

로 근사시킬 수 있다. 그림 3은 주파수에 따른 발진개시에서의 제 3 고조파의 크기를 계산한 예이다. 그림에서 실선은 (3)과 (5)식을 가지고 정밀하게 계산한 것이고 점선은 근사계산 결과인 (21)식을 나타낸다. 주어진 주파수범위 내에서는 (21)식은 대단히 좋은 근사식임을 알 수 있다. 따라서 (21)을 이용하면 τ_s 를 추정할 수 있으리라 생각된다.

한편, 제 3 고조파의 $J_0 \approx J_{th}$ 에서의 J_0 에 대한 미분을 구해보면 (16)과 (17)式으로부터

$$\left. \frac{d|S_3|}{d\hat{f}_0} \right|_{\hat{f}_0=1} \approx \frac{\hat{\omega}}{4} T = \frac{\pi \tau_s^2}{2\tau_p} \cdot f \quad (22)$$

가 얻어 진다. 즉 제 3 고조파의 $J_0 = J_{th}$ 에서의 기울기를 측정하면 이것으로부터 τ_p 를 측정할 수 있으리라 생각된다.

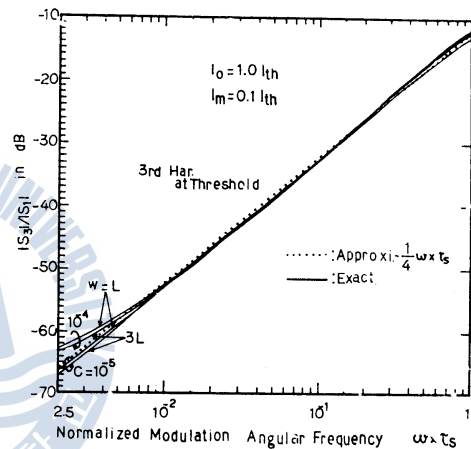


그림 3. 발진개시전류값에서의 제 3 고조파의 정밀해와 근사해.

3. τ_s 와 τ_p 의 測定

3.1 實驗構成

실험에 사용한 LD는 일본 NEC 제품인 AlGaAs-DH LD로써 출력단에는 50cm의 광섬유 Pigtail이 달려 있고, 다른 단에는 검광소자를 직접 접속시켜 LD의 동작상태를 모니터링할 수 있도록 설계되어 있다. 그림 4는 본 연구에 사용된 실험구형이다. LD에 흐르는 바이아스 전류는 Tektronix의 DM501A digital 전류계로 읽었으며 변조전류의 크기는 LD에 1Ω 직렬저항을 달아 Tektronix Oscilloscope로 읽었다. 한편 正弦波發振器는 Tektronix SG 503을 사용하였고 波形의 高調波成分은 모두 40dB 이하임을 확인하였다. 또 그림에서와 같이 직렬공진회로를 삽입하여 제 2 고조파를 -40dB, 제 3 고조파 이상을 -60dB 이하로 억제시켰다. LD의 전류-光出力(I-L)특성은 LD의 後面에서 나오는 빛을 NEC 제품 Si PIN PD를 가지고 Takeda Riken 디지털 전압계로 측정하였다. 변조된 光出

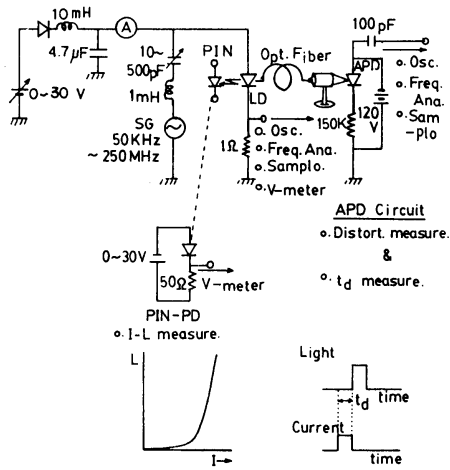


그림 4. 고조파특성측정의 실험구성

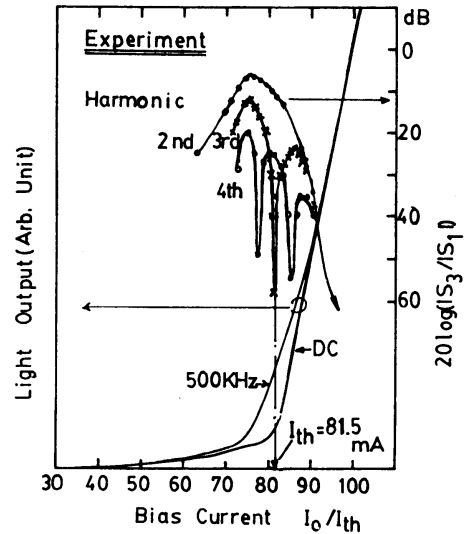


그림 5. 고조파와 전류-전압의 정특성(실험) AlGaAs cw LD.

力은 현미경의 대물렌즈를 사용하여 일본 Mitsubishi 제품 Si-APD에 집광시켰다. APD로 受信한 光信號는 Oscilloscope로 波形을 확인한 다음 Takeda Riken TR-4110 Frequency Analyzer로 高調波를 測定하였다. 한편 發振時間遲延방법을 사용하여 τ_s 를 측정하기 위하여서는 상승시간 1ns 미만의 Tektronix PG502 펄스발생기를 사용하였고, 時間遲延測定에는 Tektronix Sampling Scope를 이용하였다.

3.2 實驗結果

(1) 高調波特性

그림 5는 $I_m = 0.1I_{th}$ ($J_m = 0.1J_{th}$ 와 同一)와 $f = 500\text{KHz}$ 에 대한 고조파특성과 I-L 특성이다. 그림 1의 이론계산결과와 대단히 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. I_m 을 變化시킨 실험에서는, I_m 이 커짐에 따라 제 2 고조파의 최대치가 낮은 바이스쪽으로 옮겨가고 또 제 3, 제 4...고조파의 골과 골 사이의 간격이 넓어져 가는 것외에는 정성적으로 큰 차이는 보이지 않았고, I_m 가 $0.5I_{th}$ 정도 이상이 아니면 제 3 고조파의 최소값의 위치에도 큰 변화가 없었다. 단 정량적으로는 I_m 가 $0.25I_{th}$ 이상일 경우 제 2 고조파의 최대치가 0dB 이상이 되었다. 따라서, $I_m = 0.1I_{th}$ 의 이론계산은 정밀계산이든 근사계산이든 정량적으로 실험사실과 비교점토 할 수 있음을 알 수 있었다.

(2) τ_s 의 測定

그림 6은 τ_s 를 측정하기 위한 목적으로 정리한 그림으로써 3차고조파의 주파수에 따른 변화를 나타내고 있다. I_m 은 $0.1I_{th}$ 에 고정되어 있으며 I_{th} 는 제 3 고조파가 최소가되는 전류값으로서 이 LD인 경우는 그림 5에 표시되어 있는 바와 같이 81.5mA이다. 주파수가 10MHz 이상인 경우는 최소의 위치변화가 현저하고 또 거의 골자기가 나타나지 않았으므로 τ_s 의 측정에는 이용할 수가 없

었다.

그림 7은 그림 6에서 얻은 최소값의 주파수에 따른 변화를 나타낸 것이다. 그림의 직선의 기울기를 가지고 (21)식으로 부터 τ_s 를 구하면

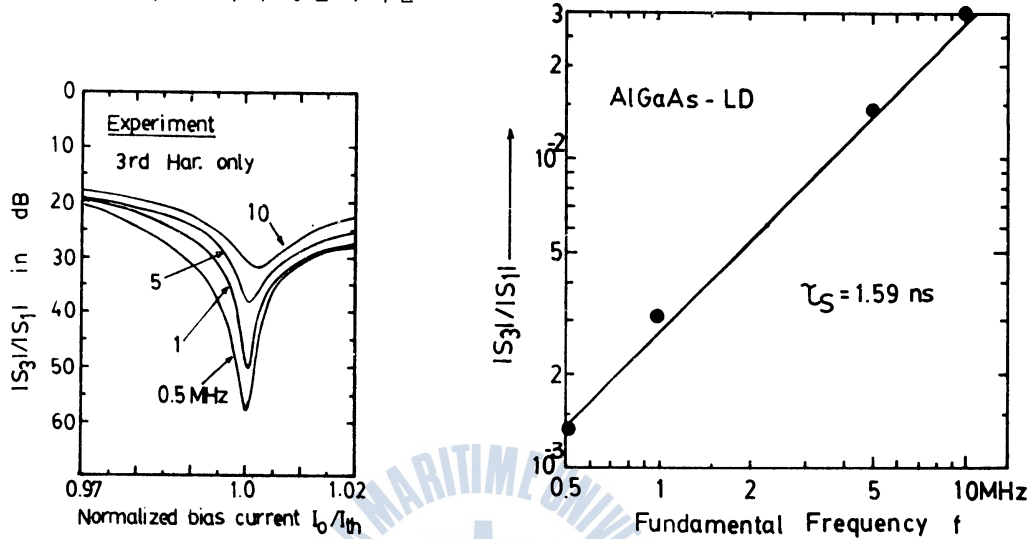


그림 6. 제 3 고조파의 주파수의존성(실험)

그림 7. 제 3 고조파를 이용한 τ_s 의 측정예

$\tau_s = 1.59\text{ns}$ 이 얻어진다.

이 값은 통상 알려져 있는 AlGaAs, $I_n\text{GaAsP-LD}$ 의 τ_s 와 상당히 유사한 값이다. 이 값의 신빙성을 입증시키기 위하여 본 연구에서는 발진광지연시간(t_d)을 측정하였다.

그림 8은 입력전류의 최대값 (I_p)에 따른 t_d 의 변화를 측정한 예이다. 한편 I_p 와 t_d 의 관계는

$$t_d = \tau_s \ln \frac{I_p}{I_p - I_{th}} \quad (24)$$

로 주어진다.⁶⁾ 이 관계를 이용하면 그림 8의 기울기로부터 τ_s 는 1.4~1.6ns 사이의 값을 가진다는 것을 알 수 있고 따라서, (23)식의 결과는 대단히 신빙성있는 측정결과임을 알 수 있다.

(3) τ_p 의 測定

τ_p 를 측정하는 방법으로서 지금까지 알려진 유일한 방법은 LD가 가지는 고유의 공진주파수를 측정하여 추정하는 방법이였다. 즉 공진주파수는

$$f_0 \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{\tau_s\tau_p}} \cdot \sqrt{(I_0/I_{th}-1)} \quad (24)$$

으로 주어지고⁷⁾, I_0 에 따른 ω_0 의 변화를 측정하면 이 식을 이용하여 τ_s 를 측정해낼 수 있다. 그러나 보통 f_0 는 수백 MHz 이상이므로 이를 측정함에는 고속변조이므로 해서 생겨나는 다소간의 어려움이 있다.

그러나, 본 연구결과로 제시하고 있는 바와 같이 $I_0 = I_{th}$ 에서의 제 3 고조파의 특성을 이용하면 수 MHz 이하의 저속변조에 의해서도 τ_p 를 추정하여낼 수가 있다. 즉 그림 6에서 $I_0 \approx I_{th}$ 에서 제 3 고조파의 기울기를 구하면 (22)식을 이용하여 τ_p 를 추정할 수 있는 것이다.

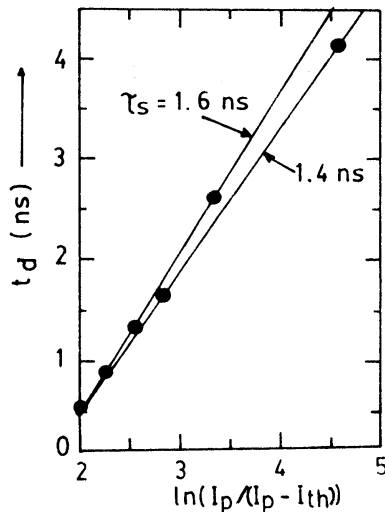


그림 8. 발진개시시간 지연법에 의한 τ_s 의 측정예

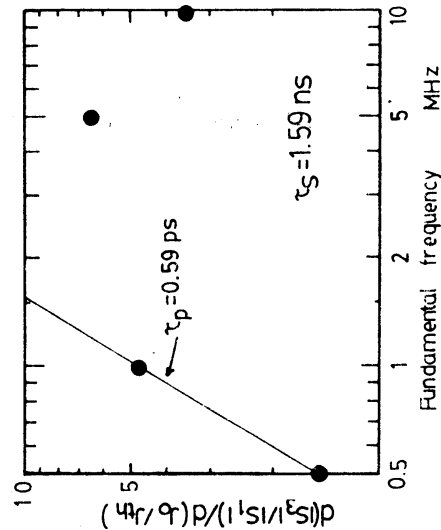


그림 9. 제 3 고조파를 이용한 τ_p 의 측정예

그림 9는 이것을 나타낸 것으로서 그림에 있는 직선의 기울기로 측정된 τ_p 의 값은

$$\tau_p = 0.59 \text{ ps} \quad (25)$$

이다. 이 값은 AlGaAs LD에 대하여 알려진 $\tau_p \sim 1 \text{ ps}$ 에 상당히 유사한 값이다. 그러나 그림에서 5MHz, 10MHz에 대한 값은 전혀 일관성이 없다는 것을 알 수 있다. 이는 그림 6에서 판단해 본다면 1MHz 이상의 주파수에서는 최소점의 위치가 조금씩 변하고 있으므로 사실 (23)식의 근사식을 적용시켜 τ_p 를 구하는 것은 무리라 생각된다. 그러나, 그림 6에서 0.5MHz와 1MHz의 곡선을 본다면 이 주파수의 사이에 있는 특성은 주파수에 따라 거의 비례관계에 놓일 것으로 쉽게 추측된다. 따라서 τ_p 의 측정에는 1MHz 미만의 주파수를 이용함이 좋을 것으로 판단된다.

4. 結 論

본 논문에서는 LD의 고조파찌그러짐 특성으로 부터 LD의 중요한 定數인 注入電荷의 自然放出壽命(τ_s)와 光子의 壽命(τ_p)를 측정하는 方法을 提案하였다. 그리고, AlGaAs-LD를 사용한 실험에서 이 LD의 τ_s , τ_p 값은 각각 1.59ns, 0.59ps임을 밝혔다. 이 방법이 가지는 단점으로서의 연속발진을 하는 LD를 이용해야하는 것이지만, LD가 실용화단계에 들어서 있는 오늘 날에 와서는 이는 크게 문제가 안된다. 한편, 1MHz 미만의 변조로도 측정이 가능하다는 것은 지금까지 알려진 GHz 근처의 고속변조에 의한 측정방법에 비하면 실험이 간편하다는 점에서 큰 장점이라 생각된다.

τ_p 의 측정값은 크기에 있어서는 일반적으로 알려진 크기와 비슷하지만 신빙성있는 측정결과를 얻기 위하여서는 100KHz에서 1MHz 사이를 세분하여 좀더 정밀하게 측정할 필요가 있으며, 한편 공진주파수를 측정하므로써 측정값의 타당성을 입증시킬 필요가 있으리라 생각된다.

감사의 뜻:

본 연구에 필요한 LD와 실험장비를 갖추에 있어서 여러가지 도움을 주신 한국전기통신연구소 광

통신개발실 강민호박사, 이용탁씨에게 감사드리오며, LD 구동회로 등을 제작하는 데 적극 협조해주신 동 연구소 기구설계실 여러분들께 감사드립니다. 또 이 연구를 수행함에 있어서 유익한 토론과 협조를 해주신 서울대학교 자연과학대학 물리학과 최 병두교수님께 감사드립니다. 이 연구는 1982 학년도 문교부의 교류교수연구지원사업의 일환으로 행하여졌는 바 이 지면을 통하여 협조해주신 문교부관계직원 여러분들의 노고에 감사드립니다.

참 고 문 헌

1. T. Ikegami and Y. Suematsu, "Resonance-Like characteristics of the direct modulation of a junction laser", Proc. IEEE Lett., Vol. 55, pp.122-123, Jan. 1967.
2. R. Salathe, C. Voumard, H. Weber, "Rate equation approach for diode lasers, Part 1. steady state solutions for a single diode", Optoelectron., Vol. 6, pp. 451-456, 1974.
3. Y. Suematsu, S. Akiba, and T. Hong, "Measurement of spontaneous-emission factor of AlGaAs double-heterostructure semiconductor lasers", IEEE J. of Quantum Electron., Vol. QE-13, No. 8, pp.756, Aug. 1977.
4. J. Buus and M. Danielsen, "Carrier diffusion and higher order transversal modes in spectral dynamics of the semiconductor laser", IEEE J. of Quantum Electron., Vol. QE-13, No. 8, Aug. 1977.
5. K. Furuya, Y. Suematsu, and T. Hong, "Reduction of resonance-like peak in direct modulation due to carrier diffusion in injection laser", Applied Optics, Vol. 17, No. 12, pp.1949-1952, Jun. 1978.
6. K. Konnerth and C. Lanza, "Delay between current pulse and light emission of a gallium arsenide injection laser", Appl. Phys. Lett., Vol. 4, pp.120-121, 1964.
7. T. Ikegami and Y. Suematsu, "The direct modulation of semiconductor junction laser", Trans. IECE of Japan, Vol. 51-B, pp.57-63, Feb. 1968.
8. T. Hong and Y. Suematsu, "Harmonic distortion in direct modulation of injection lasers", Trans, IECE of Japan, Vol. E62, No. 3, pp.142-147, Mar. 1979.
9. T. Hong, Y. Suematsu, S. Chung, and M. Kang, "Harmonic Characteristics of Laser Diodes", Journal of Optical Communications, Vol. 3, pp.42-48, June 1982.

