

自然放出光 係數와 反轉分布 Carrier係數가 半導体 레이저의 直接變調에 미치는 影響

洪 彰 禧 · 金 東 一

The Effect of Spontaneous-Emission Factor and Inverted Population Factor on Direct Modulation of Injection Lasers.

Tchang-hee Hong · Dong-Il Kim

〈目 次〉	
Abstract	3. 變調特性
1. 序 論	3.1 마이아스 特性
2. 半導体 Laser의 直接變調에 對한 運動方程式	3.2 周波數特性
2.1 Rate Equation	3.3 필스應答特性
2.2 方程式의 規格化	4. 結 論
	參考文獻

Abstract

In This paper, it has been shown that the inverted-population-carrier density of semiconductor laser cannot be negligible quantity in the analysis of the direct modulation, while it is conventionally neglected because the quantity is sufficiently small enough compared with the lasing threshold carrier density. The inverted-population carrier density is represented by a factor D defined as the inverted population factor.

Conventionally the value of the spontaneous-emission factor C has been estimated from the best parameter that makes the experimental-static curve of input current versus light output fit to the theoretical curve which is obtained from the rate equation without considering the factor D. It is shown that the value of the best-fit parameter is of the factor C multiplied by the factor D. Accordingly, it is pointed out that some corrections to the values of C which have been reported already is required, in other words, the value of C cannot be estimated without knowing the value of D.

1. 序 論

半導体레이저(Laser)의 物理的인 特性에 對하여서는 지금까지 상당한 部分까지 알려져 있으나 이

를 工學的인 側面에서 본다면 아직까지도 未解決로 남아 있는 特性들이 더러 存在하고 있다. 이 論文에서는 半導體레이저의 直接變調特性을 解析하여 나가는 過程에 있어서 지금까지는, 충분히 작으므로 解析上에는 無視하여도 큰 支障이 없다는, 要素가 결코 그렇지 못함을 解析的으로 밝히고, 또 지금까지 報告되어 있는 解析結果에는 若干의 修正을 加해야 한다는 것을 指摘한다.

本 論文의 제2절에는 반도체레이저의 動作特性을 解析하는 데에 使用되어 오고 있는 運動방정식을 紹介함과 동시에 解析에 利用될 수 있는 형태로 方程式을 規格化하고 또 새로운 係數를 定義한다.

3.1절에서는 바이아스特性上에 나타나는 各 係數의 크기에 따른 性質을 밝히는 한편, 지금까지 報告되어 있는 實驗資料들과 比較檢討하므로써 報告되어 있는 係數의 값에는 修正이 不可避하다는 것을 指摘한다.

3.2절에서는 周波數特性에 對한 小信號解析을 行하여 係數의 크기에 따른 變調特性의 一般의인 性質들을 밝히고, 3.3절에서 調查되는 펄스應答特性에 對한 基礎資料들을 마련한다.

3.3절에서는 펄스應答에 對한 시뮬레이션을 行하고, 實驗에서 얻어진 사실들과 比較檢討하므로써 係數의 값을 推定 할 수 있는 方法을 提案한다.

2. 半導體 레이저의 直接變調에 對한 運動方程式

2.1 Rate Equation

單一 모오드 發振半導體레이저에 對하여서는 다음과 같은 運動方程式이 使用되고 있다¹⁾

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{n}{\tau_s} - g(n - n_a) s \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{ds}{dt} = g(n - n_a) s - \frac{s}{\tau_p} + C \frac{n}{\tau_s} \dots\dots\dots(2)$$

- 여기서, n ; 레이저 共振器内の 注入 Carrier 密度,
 s ; 레이저 共振器内に 發生하는 光子의 密度,
 J ; 電流密度,
 e ; 電荷,
 d ; 레이저 共振器의 有効두께,
 τ_s ; Carrier의 自然放出光壽命,
 τ_p ; 光子가 共振器内に 存在하는 時間,
 g ; 光利得定數,
 n_a ; 反轉分布 캐리어의 密度,
 C ; 自然放出光 係數,

(1), (2)式에서 反轉分布에 必要한 Carrier의 密度 n_a 는 總 注入 Carrier의 密度 n 에 比해서 작은 理由로 無視하여 解析을 行하여 왔다²⁾³⁾ (1)式에서는 이를 無視하여 解析을 行하더라도 다른 어떤 項보다도 작으므로 特性上에 미치는 影響은 크지 않겠지만 (2)式에 있어서는 gn_a 에 比하여 $1/\tau_p$ 가 充分히 크다는 保障은 없다.

發生된 光子가 共振器内に 存在할 수 있는 時間 τ_p 는 다음과 같이 等價的으로 表現된다. 共振器内の 自由電子 및 不純物에 依한 單位길이당의 損失을 α loss (cm^{-1}), 그리고, 共振器의 길이를 L , 거울의 반사율을 R , 그리고, 빛이 가지는 電場의 세기를 E_0 라 한다면 레이저의 발전조건인

$$R \cdot R \cdot E_0 e^{(\alpha l_{oss} + C gain) 2L} = E_0 \dots\dots\dots(3)$$

에서 共振器内の 總 損失은

自然放出光 係數와 反轉分布 Carrier 係數가 半導體 레이저의 直接變調에 미치는 影響 (3)

$$\alpha_{total} = \alpha_{loss} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \dots\dots\dots(4)$$

로 주어진다. 共振器內的 光損失을 n_{ref} , 진공속의 光速을 c_0 라 하여, (4)式을 빛이 共振器內에 머물러 있을 수 있는 等價的인 壽命으로 고쳐 쓰다면

$$1/\tau_p = \frac{c_0}{n_{ref}} \left(\alpha_{loss} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \dots\dots\dots(5)$$

로 주어진다.

GaAs系의 레이저라면 $n_{ref} \approx 3.6$, $\alpha_{loss} \approx 50cm^{-1}$, $R \approx 0.3$ 이며 共振器의 길이 $L = 300\mu m$ 라고 한다면 이때 τ_p 의 값은 約 $1.5ps$ 정도가 된다. 지금까지 알려져 있는 바에 依하면 $g \sim 10^{-5} \sim 10^{-6} cm^3/sec$, $n_a \sim 10^8/cm^3$ 程度⁴⁾라는 報告가 있다. 따라서 $1/gn_a \sim 10^{-12} \sim 10^{-13}(sec)$ 가 되므로 τ_p 와 비슷한 크기의 값을 가지고 있음을 알 수 있다. (2)式에서

$$gn_a + \frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_p'} \dots\dots\dots(6)$$

이라 놓으면

$$gn_a = \frac{1}{\tau_p'}(1-D), \quad D \equiv \tau_p'/\tau_p \dots\dots\dots(7)$$

가 얻어진다. 여기서 τ_p' 는 等價光壽命, D 는 反轉分布 캐리어 係數라 定義한다. 그런데 $gn_a > 1$ 이어야 하므로 $0 < D < 1$ 인 값을 가져야 한다. (7)式을 (1), (2)式에 代入시켜 整理하면 다음과 같은 式이 誘導되어 나온다.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{n}{\tau_s} - gns + \frac{(1-D)}{\tau_p'} s \dots\dots\dots(1)'$$

$$\frac{ds}{dt} = gns - \frac{1}{\tau_p'} s + C \frac{n}{\tau_s} \dots\dots\dots(2)'$$

(1), (2)式과 比較하여 보면, gn_a 를 無視한 式과 (1)', (2)'式은 (1)式의 마지막 項만이 다르다. (1)' (2)'式을 連立시켜 보면 s 에 對한 2次微分方程式이 얻어질 것이고 D 係數는 s 의 一次微分項의 係數에만 포함될 것이다. 2次微分方程式에서 1次微分項의 係數가 制振係數라는 것은 잘 알려진 사실이다. 따라서 D 係數는 制振作用과 커다란 關係를 가지고 있음을 알 수 있다.

2.2 方程式의 規格化

(2)式에서 $C n/\tau_s$ 項은 發振光에 포함되어 나오는 自然放出光의 數를 말하는 것으로써 레이저의 發振作用과는 直接的인 關係는 없는 項이므로 이를 無視한다면, 發振에 필요한 注入 Carrier의 密度는

$$n_{th} = \frac{1}{g\tau_p'} \dots\dots\dots(8)$$

만으로써 나타낼 수 있다. 한편, 發振直前에는 光 s 는 대단히 작으므로 (1)'式의 끝에서 두 項은 無視할 수 있고, 따라서 發振開始電流는 다음과 같이 나타낼 수가 있다.

$$J_{th} = \frac{ed}{\tau_s} n_{th} \dots\dots\dots(9)$$

(8), (9)式을 利用하여 (1)', (2)'를 規格化시킨다면 다음과 같은 規格化된 方程式을 얻을 수 있다.

$$\frac{d\bar{n}}{dt'} = J - T(\bar{n}-1) + D\bar{s} \dots\dots\dots(10)$$

$$\frac{d\bar{s}}{dt'} = T(\bar{n}-1)\bar{s} + C\bar{n} \dots\dots\dots(11)$$

여기서, \bar{n}, \bar{s} 는 各各 $n/n_{th}, s/n_{th}$ 를, $J = J/J_{th}, t' = t/\tau_s$ 를 뜻한다. 한편 $T = \tau_s/\tau_p'$ 로써 $10^3 \sim 10^4$ 의

값을 가지고 있다는 것이 알려져 있다.¹⁾ 實在의 解析에는 規格化된 (10), (11)式을 利用한다.

3. 變調特性

이 節에서는 前 節에서 求한 方程式 (10), (11)을 利用하여 電流가 바이아스 電流 J_0 , 變調電流 $J_m(t)$ 일 때 (즉, $J=J_0+J_m(t)$)의 出力光($s=s_0+s_m(t)$)에 對한 應答特性을 解析하고, 特히 自然放 出光係數 C 와 反轉分布 Carrier係數 D 가 變調特性에 미치는 影響에 對하여 調査한다.

3.1 바이아스 特性

時間變化가 없는 定常狀態에 있어서는 式(10), (11)에서 $d\bar{n}/dt'=0$, $ds/dt'=0$ 이므로 두 方程式을 연립시켜 풀면 \bar{n} , \bar{s} 에 對하여 다음과 같은 解가 얻어 진다.

$$\bar{n} = \frac{J_0 + 1 - C(1-D) - \sqrt{(J_0 - 1 + C(1-D))^2 + 4CDJ_0}}{2(1-C)} \dots\dots\dots(12)$$

$$T\bar{s} = (J_0 - \bar{n}(1-C))/D \dots\dots\dots(13)$$

여기서 自然放出光係數 C 는 10^{-4} 이하의 값을 가지는 것으로 알려져 있으며 ^{2), 3), 4), 5)} D 는 1보다 작 아야 하므로 결국 $CD \ll 1$ 이다. (12), (13)式은 다음과 같이 近似式으로 나타낼 수 있다.

$$\bar{n} \approx \frac{J_0 + 1 - \sqrt{(J_0 - 1)^2 + 4J_0CD}}{2} \dots\dots\dots(12)'$$

$$T\bar{s} \approx \frac{J_0 - 1 + \sqrt{(J_0 - 1)^2 + 4J_0CD}}{2D} \dots\dots\dots(13)'$$

各 式의 근호속을 보면 C 와 D 의 곱이 特性에 影響을 주고 있음을 알 수 있다. (13)'式도 양변을 D 로 곱하여 준다면 性質上으로는 (12)'式과 다를 바 없다. 따라서 바이아스의 特性으로 부터는 C

나 D 의 單獨에 依한 特性은 얻어 낼 수가 없다 그럼에도 불구하고 C 係數의 값을 測定하는 데에는 D 를 無視한 해석과 실험결과를 一致시켜 推定하는 方法이 利用되어 왔다. 따라서 본 論文의 解析結果에 依하면 이렇게 推定되었던 C 의 값에는 修正이 필요한 것임을 알 수 있다.

그림1은 (13)式으로부터 計算한 $T\bar{s}$, 즉 出力 光의 바이아스 特性을 나타낸다. (13)'式에서 알 수 있듯이 $J_0 < 1$ 인 영역에서는 特性이 거의 C 에 依해서 좌우되고 $J_0 > 1$ 인 영역에서는 D 에 依하여 特性이 좌우되고 있다. 그러나, $C=10^{-4}$ $D=0.1$ 즉 $C \times D = 10^{-5}$ 에 對한 曲線은 性質上 $C=10^{-5}$, $D=1.0$ 인 曲線과 아무런 차이가 없음 에 유의할 필요가 있다. 이는 前述한 바와 같이 바이아스 特性으로 부터는 C 와 D 의 값을 구분하 여 推定할 수가 없음을 말하여 주고 있는 것 이다.

그림2는 Carrier에 對한 바이아스 特性을 나타 낸다. $J_0 > 1$ 인 영역에서 $\bar{n}=1$ 인 것은 光利得이 carrier密度에 比例하는 한편 發振開始後에는 利得이 포화되어야 함을 말해 주고 있는 것이다.

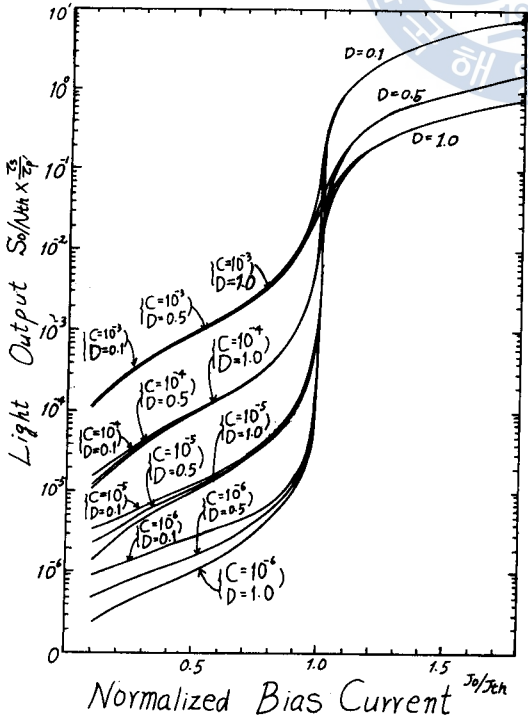


그림 1. 出力光의 바이아스 特性



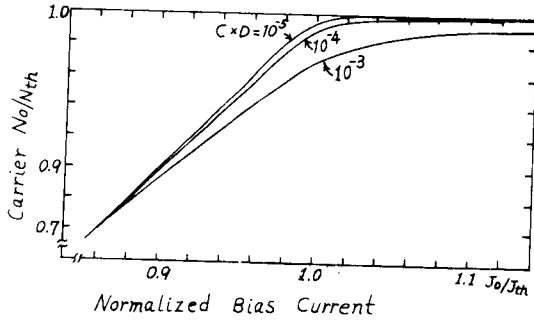


그림 2. Carrier에 대한 바이아스 特性

그림 3에는 PS-LD(Planar-Stripe Laser Diode)와 TJS-LD(Transverse-Junction-Stripe Laser Diode)에 대한 바이아스 電流 對 出力光特性 (I-L Curve)의 實驗例^{3),6)}에 그림 1의 理論解析結果를 끼어 마운 結果가 그려져 있다.

PS-LD에 對해서는 $C \times D \sim 8 \times 10^{-6}$, TJS-LD에 對하여서는 $C \times D \sim 1.2 \times 10^{-6}$ 으로 推定이 된다. 文献(3)에서는 C 가 10^{-5} 以下 그리고 文献(6)에는 $C \sim 2 \times 10^{-6}$ 으로 報告되어 있다. 그러나 본 研究의 結果로는 $C \times D$ 의 값이 이와 같고 또 D 는 1보다 작아야 하므로 結果의 由로 C 는 文献 (3), (6)에서 報告된 값보다는 다소 큰 값을 가져야 할을 알 수 있다.

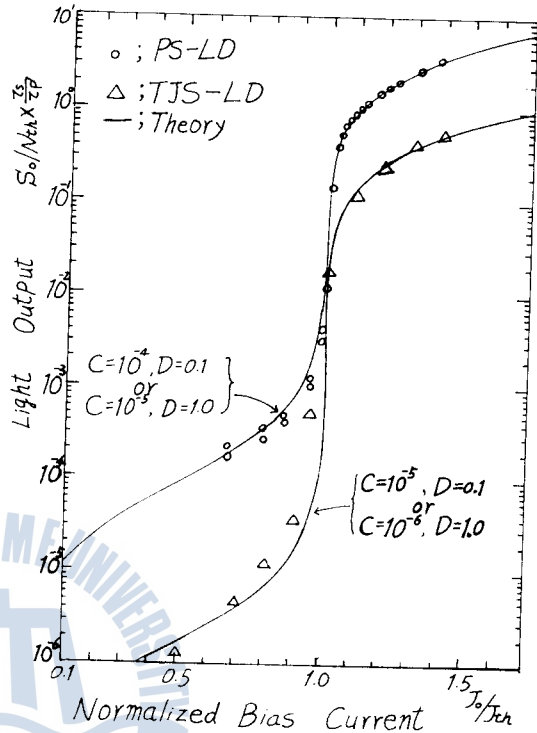


그림 3. 出力光의 바이아스 特性에 對한 理論과 實驗의 比較

3.2 周波數特性(小信號 解析)

變調電流의 振幅 J_m 이 바이아스電流보다 대단히 작다고 가정하면 (10), (11)式으로 부터 被變調光 $S_m(t)$ 은 다음과 같이 線形 2次微分方程式으로 된다.

$$\frac{d^2 S_m(t)}{dt^2} + 2b \frac{dS_m(t)}{dt} + a^2 S_m(t) = k J_m(t) \dots (14)$$

여기서 a, b, k 는 定常狀態에 對한 연립방정식으로 부터 얻을 수 있고 그 結果는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} 2b &= 1 + T(1 - \bar{n}) + T\bar{s} \\ a^2 &= T(\bar{J}_0 + 1 - 2\bar{n}) \\ k &= 1 + T\bar{s} \end{aligned} \dots (15)$$

여기서, $J_m(t) = J_m e^{i\omega t}$ 라는 正弦波變調를 걸었다고 한다면 被變調光의 周波數成分은 다음과 같이 얻어진다.

$$|S_m(\bar{\omega})| = \frac{k J_m}{\sqrt{(\bar{\omega}^2 - a^2)^2 + 4b^2 \bar{\omega}^2}} \dots (16)$$

(16)式은 a 와 b 의 大小關係에 따라 共振特性을 나타내는 式이다. 그러므로 特徵 지을 수 있는 것은 共振周波數와 共振 最大값 또는 Quality Factor Q 인 것이다. 係數 D 와 C 가 이 特性들에 미치는 影響을 調査하면 다음과 같다.

1) 共振周波數와 D, C 와의 關係

(16)式이 周波數 \bar{w} 에 따른 最大값을 보이는 \bar{w}_0 를 求解하면 다음과 같다.

$$\bar{w}_0^2 = a^2 - 2b^2 = T(J_0 + 1 - 2\bar{n}_0) - \frac{1}{2} \{1 + T(1 - \bar{n}_0) + T\bar{s}_0\}^2 \dots\dots\dots(17)$$

C, D의 크기에 따른 \bar{w}_0 의 變化를 調査함에 있어서는 그림1에서 指摘한 바와 같이 바이아스電流의 領域을 $J_0 < 1$ 과 $J_0 > 1$ 인 두 領域으로 나누는 것이 便利하다. 但, $J_0 < 1$ 인 領域에서는 $a < b$ 이므로 共振特性을 보이지 않는다.

i) $J_0 < 1$ 인 領域에 對하여 : 이 領域에서는 그림1에서 알 수 있듯이 $T\bar{s}_0 < 1$ 이며, 한편 $T(1 - \bar{n}_0) \gg 1$ ($T \sim 10^3, \bar{n}_0 < 1$)이므로 (17)式은 \bar{n}_0 의 特性만에 依存함을 알 수 있다. (12)式에서 調査하였듯이 \bar{n}_0 는 $C \times D$ 의 형태로 C와 D의 영향을 받기 때문에 이 領域에서는 C와 D의 영향을 구분지을 수 없다.

ii) $J_0 > 1$ 인 領域에 對하여 : 이 領域에서는 $T\bar{s}_0 \approx 1, \bar{n}_0 \approx 1$ 이므로 (17)式은 다음과 같이 近似시킬 수 있다.

$$\bar{w}_0^2 \approx T(J_0 - 1) - \frac{1}{2} (1 + T\bar{s}_0)^2 \dots\dots\dots(17)'$$

(13)式에서 알 수 있듯이 $T\bar{s}_0$ 는 $1/D$ 에 비례하므로 이 領域에서는 D單獨에 의하여 \bar{w}_0 가 영향을 받는 것 처럼 보이나, $T(J_0 - 1) \gg \frac{1}{2} (1 + T\bar{s}_0)^2$ 이므로 결국 \bar{w}_0 는 D나 C의 영향을 거의 받지 않는다.

2) D와 C가 共振最大값에 미치는 영향

一般的으로 (17)式에서 $a^2 > 2b^2$ 인 경우는 共振特性을 나타내며 $\bar{w} = \bar{w}_0$ 에서 最大값을 보인다. (16)式에 $\bar{w}^2 = a^2 - \frac{1}{2}b^2$ 을 代入하고 또 $\bar{w} = 0$ 일 때의 $S_m(0)$ 의 값으로 規格化를 시키면 變調度는 다음과 같은 式이 얻어진다.

$$\frac{|S_m(w)|}{|S_m(0)|_{peak}} = \frac{T(J_0 + 1 - 2\bar{n}_0)}{\{1 + T(1 - \bar{n}_0) + T\bar{s}_0\} \sqrt{T(J_0 + 1 - 2\bar{n}_0) - \frac{1}{4} \{1 + T(1 - \bar{n}_0) + T\bar{s}_0\}^2}} \dots\dots\dots(18)$$

여기서도 바이아스를 $J_0 < 1$ 인 領域과 $J_0 > 1$ 인 領域으로 나누어 조사한다.

i) $J_0 < 1$ 인 領域에 對하여 ; 이 領域에서 는 $T\bar{s}_0 \ll 1$ 이므로 (18)式은 特性이 \bar{n}_0 의 크기에 만 左右되며, 또 \bar{n}_0 는 C와 D의 곱에 의하여 영향을 받으므로 이 領域에 있어서는 共振最大값 역시 C와 D의 곱에 의하여 그 特性이 左右된다.

그림 4a, b에 는 (16)式의 數值計算例를 보여주고 있다. 그림 4a는 $J_0 \approx 1$ 인 低바이아스 特性이다. 前述한 바와 같이 이 領域에서는 C와 D의 곱에 의해서 特性이 영향을 받으므로 이를 살펴보자.

例로써 $J_0 = 1.01$ 일때의 $C = 10^{-5}, D = 1$ 인 特性은 $C = 10^{-4}$ 과 $D = 0.1$ 인 特性과 같음을 알 수 있고, 또 $J_0 = 1.04$ 인 경우에도 같은 特性을 보여주고 있음을 알 수 있다. 따라서 이 領域에서는 C와 D가 분리된 特性은 얻어 낼 수가 없음을 알 수 있다. 즉 低바이아스의 特性으로부터는 C나 D의 값을 推定할 수가 없음을 알 수 있다.

ii) $J_0 > 1$ 인 領域에 對하여 ; 이 領域에서는 그림2에서 보인 바와 같이 $\bar{n}_0 \approx 1$ 이고, 또 $T\bar{s}_0 \geq 1$ 이므로 (18)式은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{|S_m(\bar{w})|}{|S_m(0)|_{peak}} \approx \frac{T(J_0 - 1)}{(1 + T\bar{s}_0) \sqrt{T(J_0 - 1) - \frac{1}{4} (1 + T\bar{s}_0)^2}} \approx \frac{\sqrt{T(J_0 - 1)}}{1 + T\bar{s}_0} \approx \frac{D \sqrt{T(J_0 - 1)}}{D + (J_0 - 1)} \dots\dots\dots(19)$$

따라서, $J_0 > 1$ 인 領域에서의 共振最大 값은 D에 따라서만 變한다.

그림 4b는 高바이아스에서의 特性을 나타낸다. $J_0 \geq 1.2$ 부터는 D의 減少에 따라 最大값이 현저하

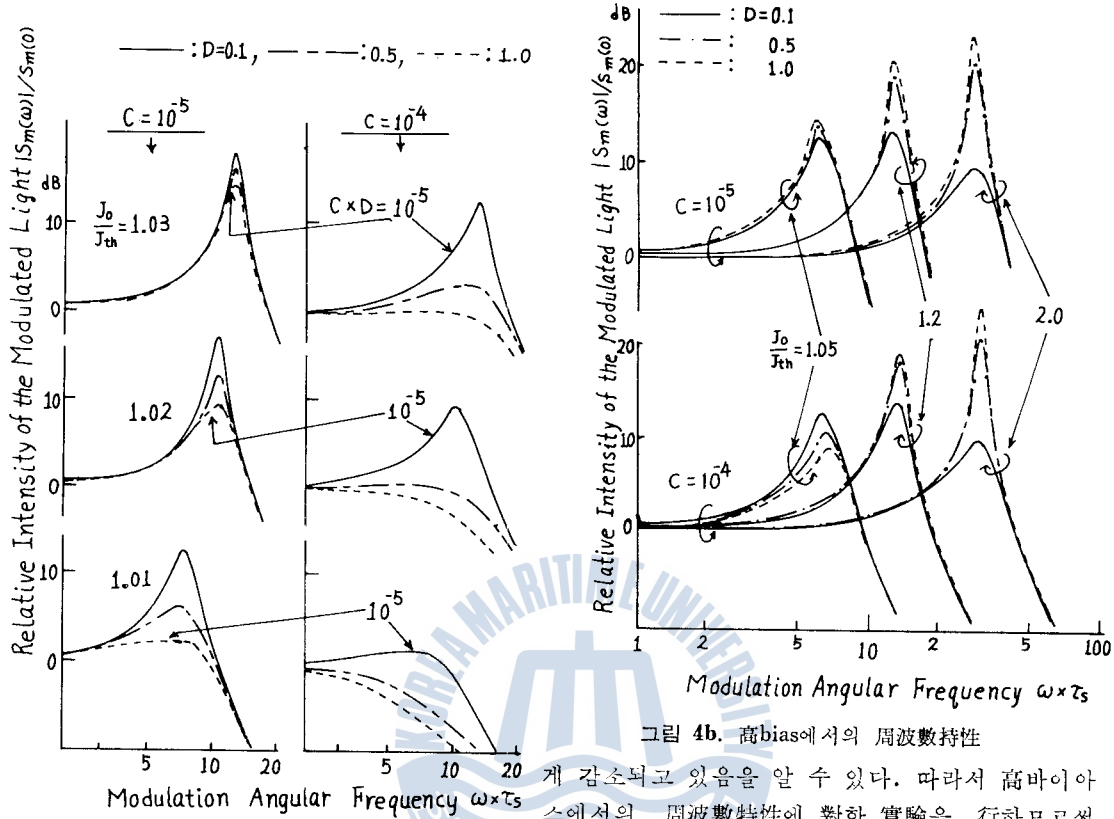


그림 4a. 低bias에서의 周波數特性

그림 4b. 高bias에서의 周波數特性

가 감소되고 있음을 알 수 있다. 따라서 高바이아스에서의 周波數特性에 對한 實驗을 行하므로써 D 의 값을 推定할 수 있다고 생각된다.

Experiment PS-LD MLX-101

3.3 펄스 응답 특성

이節에서는 펄스 응답에 對한 理論計算과 實驗結果를 比較檢討 하므로써 前節에서 論한 周波數

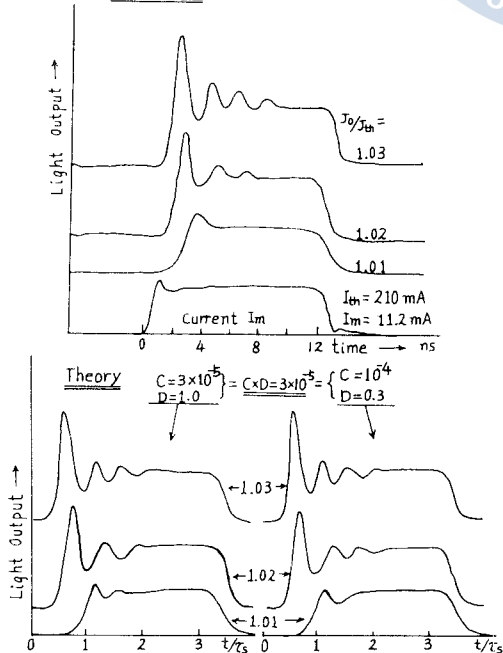


그림 5a. Pulse 응답특성의 이론과 실험

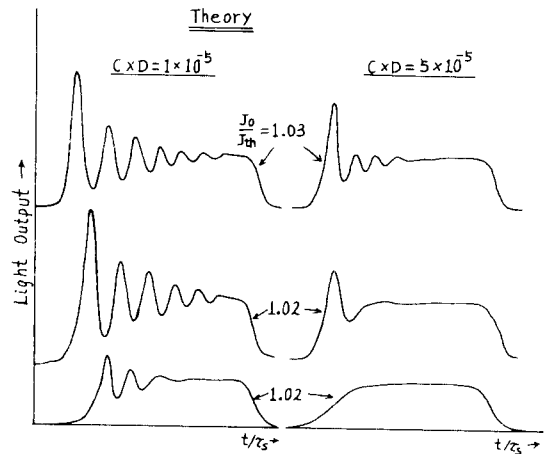


그림 5b. Pulse 응답특성의 理論

應答特性에서의 諸 性質들을 實驗的으로 調查하여 나아가서, 펄스應答特性으로부터 D 係數를 測定할 수 있는 方法에 對하여 論한다. 電算機에 依한 시뮬레이션에는 Runge-Kutta方法을利用 하였다.

그림 5에는 AlGaAs系의 LD에 對한 實驗結果와 이 값들에 가장 잘 일치하는 數值解析 結果가 그려져있다. 3.2節의 周波特性에서 指摘하고 있듯이 $J_0 < 1$ 인 영역에서는 C 와 D 의 곱에 依하여 特性이 영향을 받게 된다. 그림5에는 $C=3 \times 10^{-5}$, $D=1.0$ 의 特性和 $C=10^{-4}$, $D=0.3$ 의 特性和은 아무런 차이가 없음을 알 수 있다. 이는 周波數特性에서 指摘한 대로이다.

한편, 그림 6a, b에는 각각 $C \times D = 10^{-5}$, 5×10^{-5} 에 對한 應答特性이 그려져 있다. 그림 5a의 實驗結果와는 상당히 다르다는 것을 알 수 있다. 따라서 이 레이저의 C 와 D 의 곱은 약 3×10^{-5} 인 값을 가지는 것으로 推定된다. 여기서 D 는 1보다 작은 값을 가져야 하므로 C 의 값은 최소한 3×10^{-5} 보다는 커야한다.

지금까지 報告되어 있는 바로는 $J_0 \approx 1$ 인 근처에서 C 의 값을 推定한 例가 대부분이다. 따라서 이러한 C 의 값에는 修正이 不可避하다는 것을 指摘할 수 있다.

그림 6은 $J_0 \gg 1$ 에 對한 펄스應答特性을 나타낸다. $J_0 \approx 1.5$ 程度라면 特性은 C 에 依存함이 없이 D 에만 左右되고 있음을 알 수 있다. 따라서 이러한 高마이어스 領域에 對한 펄스응답특성의 實驗으로 부터는 D 의 값을 推定할 수 있을 것이다.

(14)式의 階段形應答에 對한 解는 一般的으로 다음과 같이 얻어 진다.

$$S_m(t) = S_m e^{-t/a} \cos(\omega t + \phi) \dots\dots\dots(20)$$

여기서, $b = \frac{1}{2} \{1 - \bar{n}_0\} + T \bar{s}_0 \dots\dots\dots(15)$

이며, $J_0 \gg 1$ 경우에는 (12), (13)式을 利用하면

$$b \approx \frac{1}{2} \{1 + (J_0 - 1)/D\} \dots\dots\dots(21)$$

로 近似시킬 수 있다. 한편 S_m 이 $1/e$ 로 制振되는 데까지 걸린 時間을 t'_a 라고 한다면 (20)式의 $e^{-t/a}$ 에서

$$t'_a = \frac{2D}{D + (J_0 - 1)} \dots\dots\dots(22)$$

로 求할 수 있다. (22)式에서 알 수 있듯이 高마이어스에서의 制振時間은 J_0 와 D 에만 依存하고 있다.

그림 7에는 (15)式을 利用하여 t'_a 와 D 의 關係를 計算한 例가 그려져 있다. 係數 $T = 5.5 \times 10^8$ 인 값을 取하고 있다. (15)式에서 알 수 있듯이 低마이어스 영역에서는 T 의 크기가 상당히 문제가 되지만 高마이어스에서는 (22)式에 나타나 있듯이 T 는 전혀 關係를 갖지 못한다. 그림 7에서 T 가

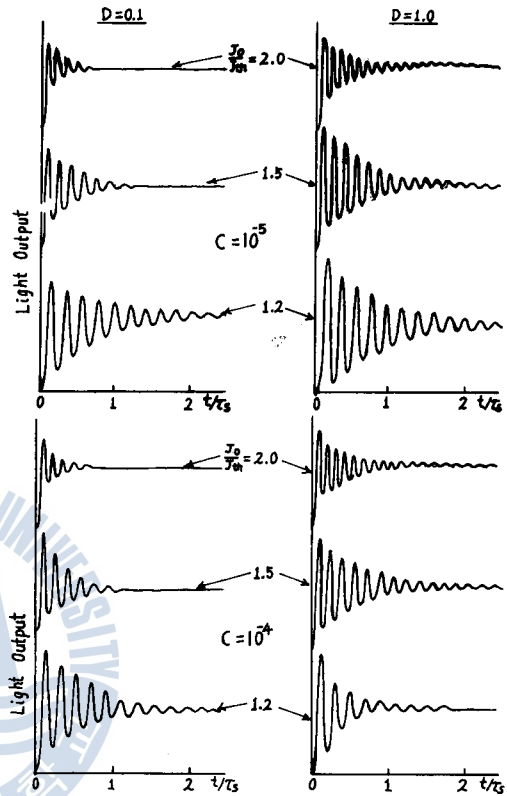


그림 6. 高마이어스에 있어서의 Pulse 성답 특성

5.5×10^3 으로 되어 있는 것은 $J_0 = 1.05$ 에 對한 實驗結果로 부터 D 를 推定하기 위한 1例를 보여주고 있는 것이다. 低바이아스영역에서는 C 의 값에 따라 特性上에 甚대한 差異를 보이고 있으나, 高바이아스로 갈수록 C 에 依한 變化는 작아지고 있음을 알 수 있다. 따라서 高바이아스에서의 制振時間을 測定하면 實驗的으로 D 의 값을 求할 수가 있다.

한편, 그림 8에는 AlGaAs系의 PS-LD에 對한 實驗例가 그려져 있다. 이 LD의 $\tau_s = 3ns$, $\tau_p' = 0.55ps$ 이며 動作條件으로서 $J_m = 0.05J_{th}$, $J_0 = 1.0J_{th}$ 이고 펄스電流의 上端이 $J_0 = 1.05J_{th}$ 에 해당된다. t_d' 는 約 0.42程度이므로 그림 7에서 보면 $J_0 = 1.05$, $C = 10^{-4}$ 의 曲線과의 交點을 보면 D 는 約 0.3의 값을 가진다는 것을 알 수 있다. 그러나 이 바이아스는 C 와 D 의 影響을 區分하여 생각 할 수 없을 程度로 低바이아스라는 것을 이미 지적하였었다. 따라서 여기에서 指摘한 D 의 값은 C 의 값 如何에 따라 달라질 수 있는 것이므로 믿을 수 있는 값은 $C \times D = 3 \times 10^{-5}$ 뿐이다.

4. 結 論

本 論文에서는 레이저다이오드의 理論解析에 使用되고 있는 運動方程式에서 지금까지 反轉分布에 必要한 Carrier密度인 n_0 가 레이저 共振器內의 注入 Carrier密度인 n 보다 작다는 理由로 無視되어 왔으나 運動方程式을 利用한 自然放出光 係數 값의 推定에 있어서는 결코 無視할 수 없음을 指摘하였다.

解析으로 부터는 自然放出光係數 C 와 n_0 를 代表하는 反轉分布 Carrier係數 D 의 竈의 形態로서 레이저다이오드의 動作特性에 影響을 미침을 밝혔다. 따라서 D 값이 決定되지 않는한 C 값을 決定할 수 없음을 指摘하였다. 本 論文의 理論 解析과 두 레이저다이오드의 實驗例를 比較해 본 結果, C 는 文獻上에 報告되어 있는 값보다는 尙 小함을 알았다. 이는 지금까지 報告되어온 C 의 값은 D 의 影響이 考慮되어 있지 않기 때문에 尙 後 修正되어야 함을 말해주고 있는 것이다.

또한 變調周波數特性을 調査하여 D 와 C 가 共振周波數에 미치는 影響과 D 의 값을 推定할 수 있는 方法에 對하여 調査하였는 바, 바이아스 電流가 共振開始電流 近處의 領域 즉, $J_0 \approx J_{th}$ 에서는 共振周波數나 共振最大값이 C 와 D 의 竈에 依하여 影響을 많이 받지만, $J_0 > J_{th}$ 인 領域에서는 共振周波數는 C 와 D 에 依한 變化가 그렇게 尙 小하지 못하고, 共振最大 값은 D 에 依한 影響을 많이 받는다는 것을 알았다. 따라서 이 領域에서는 高바이아스에서의 周波數特性을 實驗함으로써 D 의 값을 獨立的으로 推定할 수 있음을 밝히고 推定方法을 提示하였다.

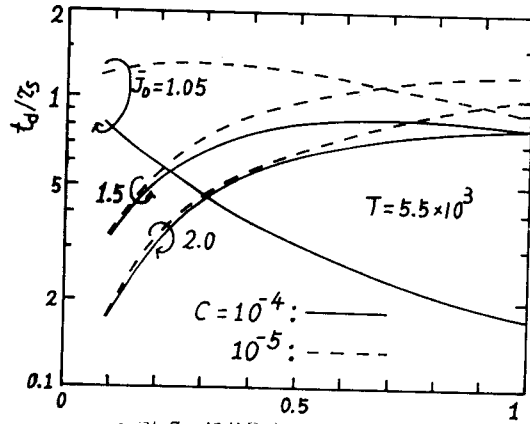


그림 7. 係數D의 推定用

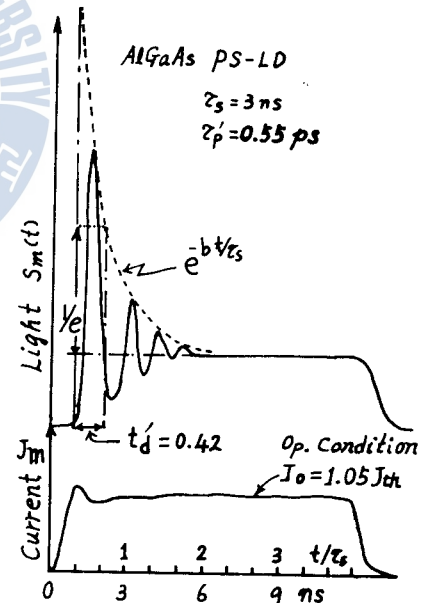


그림 8. 펄 應答特性

參 考 文 獻

1. T. Ikegami and Y. Suematsu, "Resonance—Like Characteristics of the Direct Modulation of a Junction laser", *Proc. IEEE. Lett.* vol. 55, No.1, pp. 122, Jan. 1967
2. P.M. Boers, M.T. Vlaardingerbrock and M. Danielsen, "Dynamic Behaviour of Semiconductor Laser, *Lett.*, vol. 11(10), pp.206, May 1975
3. Yasuharu Suematsu, Shigeyuki Akiba and Tchanghee Hong, "Measurement of Spontaneous-Emission Factor of Al GaAs Double—Heterostructure Semiconductor Laser", *IEEE J. Q. E.*, vol. QE—13, NO.8, pp.596, Aug. 1977
4. J. Buus and M. Danielsen; "Carrier Diffusion and Higher Order Transversal Modes in Spectral Dynamics of the Semiconductor Laser", *IEEE J. Q. E.*, vol. Q.E—13, No. 8, Aug. 1977
5. Y. Suematsu and K. Furuya, "Theoretical Spontaneous Emission Factor of Injection Lasers", *Trans. IECE of Japan*, vol. 60, No.9, Sept. 1977
6. W. Susaki, E. Oomure, K. Ikeda and M. Ishii, "Single Longitudinal Mode Oscillation Mechanism in AlGaAs TJS Lasers", *Tech. Group Report of Trans. IECE of Japan*, vol. OQE—77—23, vol. 11, No. 49, pp.47, Jun. 1977
7. 洪彰禧의 碩士論文의 實驗資料에서

