半導体레이저의 高調波 찌그러짐 特性 과 係數値 決定에 關한 硏究

申 哲 浩

A Study on Harmonic Distortion characteristics and the Determination of Dynamic Parameters of Laser Diodes

Chul - ho Shin

目 次

Abstract
記號說明
1. 序 論
2. 理論解析
2.1. 레이트 方程式
2.2. 高調波찌그러짐 特性의 解析方法
2.3. 數値計算
3. 半導體레이저의 動作係數의 決定
3.1. 實 驗
3.2. 係數値의 決定과 檢討
3.2.1. 自然放出光係數 C
3.2.2. 캐리어 壽命 τ_s
3.2.3. 光子壽命 τ_p
4. 變調찌그러짐 特性
4.1. 變調信號電流 찌그러짐의 影響
4.2. 變調度의 影響
5. 結 論
參考文獻

KOREA MARITIME UNIVERSITY 1945 한국해양대학교

ABSTRACT

The harmonic distortion characteristics of laser diodes have been studied, and dynamic parameters of laser diodes that are the carrier lifetime τ_S, the spontaneous emission factor C and the photon lifetime τ_P are estimated by fitting the theoretical results to the experimental ones of the harmonic distortion characteristics. The analysis was carried out by means of the Fourier series expansion method of rate equations for the harmonic distortion characteristics of laser diodes.

Concluding remarks of this paper are as follows;

1) Values of C and τ_S were determined as $(2-6) \times 10^{-5}$ and ~1.2ns respectively from the frequency characteristics of harmonic distortions at the bias level below the threshold current (I_{th}). The value of τ_P also was determined as about 1.2 ps at the bias level above the threshold current.

2) The signal distortion for the high quality analog video transmission should be less than about -70 dB.

3) The analog modulation bandwidth could be obtained above 120 MHz under conditions if the bias level is above 1.3 I_{th} and the modulation depth is less than 50 %.

記號說明

aij : 行列要素

c : 光速

C : 自然放出光係數

Ci : i 次 모우드의 自然放出光係數

d : 活性層의 두께

D : 캐리어의 橫方向 擴散係數

e : 電子의 電荷量

E : 電場의 세기

$|E(x)|^2$: 規格化 電界分布

f : 變調 周波數

g : 레이저의 利得係數

I_o : 바이어스 電流

I_P : 印加한 펄스의 電流

I_{th} : 發振開始電流

j : 注入電流密度

j_m : 變調信號電流密度

j_{th} : 發振開始電流密度

J : 規格化 電流密度

J_m : 規格化 變調信號電流 密度

J_{mq}^c : 規格化 信號電流의 q 차 高調波 cosine 成分

J_{mq}^s : 規格化 信號電流의 q 次 高調波 sine 成分

dCollection

J_o : 定常狀態에서의 規格化 電流密度
k : 계산 반복 회수
K_o : 非線形項으로부터 나오는 直流成分
L : 擴散長
L_r : 共振器長
m : 變調度
n : 캐리어 밀도
n_1 : 屈折率
N : 規格化 캐리어 밀도
N_o : 定常狀態에서의 규격화 캐리어 밀도
N_q^c : 規格化 캐리어 밀도의 q 차 高調波 cosine 成分
N_q^s : 規格化 캐리어 밀도의 q 차 高調波 sine 成分
R : 斷面의 反射率
s : 光子密度
S : 規格化 光子密度
S_o : 定常狀態에서의 規格化 光子密度
S_q^c : 규격화 광자밀도의 q 次 高調波 cosine 成分
S_q^s : 규격화 광자밀도의 q 次 高調波 sine 成分
t : 時間
t' : 規格化 時間
V : 活性層의 體積
w : 活性層의 幅
x, y, z : 座標軸
α : 內部의 光損失
λ_c : 中心波長
$\Delta\lambda$: 스펙트럼 半値幅(HMFW)
ξ_i : i 次 모우드의 optical field confinement factor
τ_d : 發光遲延時間
τ_p : 光子의 壽命
τ_s : 캐리어의 壽命
T : $=\tau_s/\tau_p$
ω : 角周波數
ϖ : 規格化 角周波數
ω_r : 共振狀 周波數

KOREA MARITIME UNIVERSITY 1945 한국해양대학교

Collection

1. 序 論

半導體레이저(laser diode, injection laser, semiconductor laser)는 數10～數100cm^{-1}의 큰 利得係數를 손쉽게 얻을 수 있어서 共振器의 크기를 아주 작게 할 수 있고,[1,2] 5～20%의 높은 에너지 變換效率[1], 高速의 直接變調 容易, 大量 生産과 集積化 可能 等의 여러 長點을 갖고 있다. 그리고, 性能이 改善됨에 따라 LD의 實溫平均壽命은 10만～100만 時間을 實用레벨로 보고 있으며,[3] 發振開始電流値(threshold current : Ith)는 二重 헤테로 構造와 스트라이프狀 電極의 채용에 따라 20～50 mA 程度,[4] 活性層幅 1～2 μm의 BH (Buried Hetero-Structure)-LD는 10～30 mA 程度로서 低電流動作을 한다.[3] 橫모우드制御된 LD는 發光다이오드(LED) 以上으로 電流對 光出力(I-L) 靜特性의 直線性이 좋아졌다.[5,6] 그래서, LD는 光通信用 光源으로서 絶對的인 地位를 占하고 있다.

아날로그 비데오 傳送系는 디지틀 비데오 傳送系에 比하여 裝置가 훨씬 簡單하고, 費用이 작게 들기 때문에 많은 關心을 모으고 있으며, LD가 넓은 變調帶域幅을 가지므로 HF, VHF 대의 變調信號를 傳送할 수 있게 한다.[7]

LD의 直接光强度變調는 수 GHz 程度까지, 內部損失 變調法을 利用하면 10 GHz 以上도 可能하다.[8] InGaAsP LD는 1.3 I_{th} 以上의 바이어스에서 2.5 GHz의 變調가 可能하고,[9] 構造에 따라 300 Mbit/s～2Gbit/s의 범위에서 各各 다른 變調可能上限速度를 보인다.[10] 그리고, 商用 GaAlAs LD의 實用 아날로그 最大밴드幅은 5GHz 程度로 보고 되어 있다.[11] 그러나, color TV 信號 傳送時 아날로그 信號의 光出力에 2次, 3次 高調波 찌그러짐(2nd, 3rd Harmonic Distortion: 以下 HD_2, HD_3 등으로 略稱)이 크면, 畵質이 變하게 된다.[5] 그리고, 아날로그 變調를 爲한 商用LD의 高調波찌그러짐 特性 實驗例를 보면 變調周波數 100 MHz, 變調度 70 %에서 HD_2, HD_3가 各各 -48dB, -45dB 程度였다.[3] 良質의 아날로그變調에서 HD_2, HD_3가 약 -50dB 以下로 억제되어야 함을 감안하면, HD에 의하여 아날로그變調帶域幅이 크게 制限된다는 것을 알 수 있다. 그러므로 애널로그 變調를 위하여는 LD의 HD 特性에 對한 면밀한 검토가 이루어져야 하겠다.

HD特性은 LD의 動作係數들, 自然放出光係數C, 캐리어壽命 τ_s, 光子壽命 τ_p 等에 依하여 크게 影響을 받으므로, 이들 係數의 값이 定量的으로 決定되어야 할 必要가 있다. 係數値 決定方法을 살펴보면, C는 理論式,[12] I-L 特性[13] 및 HD_3 바이어스特性을 利用하여 求할 수 있고,[14] τ_s를 求하는데는 發光遲延時間 τ_d를 利用하는 方法,[15] τ_p와 共振狀 周波數 (resonance-like frequency) ω_r을 利用하는 方法[16] 및 HD_3 周波數 特性의 기울기를 利用하는 方法이 使用되며,[17] τ_p는 理論式에 依하여 求할 수 있다.[18] 以上과 같이 여러 方法이 있으나, 理論式을 利用하는 경우는 LD의 여러 物理的 파라메터를 미리 정밀하게 測定하여

dCollection

[illegible] ω_r 을 [illegible] GHz 대의 高周波變調 實驗이 [illegible] 하며, [illegible] 수는 1ns 程度의 짧은 時間이 正確하게 測定되어야 하는 複雜性을 [illegible].

그래서, 本論文에서는 [illegible]의 問題點을 피할 수 있는 LD 動作係數値 決定을 爲한 새로운 方法을 提示하였다. 바이어스電流 $I_0 < I_{th}$ 에서의 HD 周波數 特性을 利用하여 [illegible] 을 결정하였으며, $I_0 < I_{th}$ 에서의 HD 周波數 特性을 利用하여 [illegible] 값을 決定하였고, $T = \tau_s / \tau_p$ 의 관계를 利用하여 τ_p 의 값도 구할 수 있었다.

信號電流에 찌그러짐이 있으면 HD特性에 큰 영향이 있다는 것은 알려져 있으나, [illegible]的인 限界는 提示된 바가 없으므로, 數値 計算에 依하여 良質의 [illegible] 變調에 있어서 信號電流 찌그러짐은 −70dB(0.0003 I_{th}) 以下로 抑制해야 함을 밝혔다. 그리고, 變調度가 HD特性에 미치는 영향을 검토함으로써, 바이어스 1.5 I_{th}, 變調度 [illegible]%에서의 아날로그 變調帶域幅은 ~120 MHz 임을 알 수 있었다.

本論文은 5개의 章으로 構成하였으며, 2 章은 HD特性의 理論解析, 3 章은 HD [illegible] 利用한 LD의 動作係數 決定, 4 章은 信號電流 찌그러짐과 變調度의 影響, 그리고 5 章에서는 本 硏究를 총정리하여 結論을 맺었다.

2. 理論解析

2−1. 레이트 方程式

固體레이저나 氣體레이저는 에너지 準位間의 遷移에 依하여 光을 放出하지만, LD는 많은 數의 準位들의 集合體인 밴드間의 遷移에 의하여 發光을 하기 때문에, 레이트 방정식으로 LD의 動作을 嚴密하게 表現하는 것은 무리이다. 그러나, 밴드內의 正孔·電子의 緩和時間이 $10^{-12} \sim 10^{-13}$ sec 程度여서 이보다 充分히 늦은 速度의 變調를 하였을 때에는 캐리어가 밴드內에서 定常分布를 하고 있다고 생각되므로,[19] 캐리어와 放出된 光子는 時間과 에너지의 平均値만 取扱하여도 된다.

그림 1과 같이 光의 進行軸을 z, 接合面에 垂直인 方向을 y, 水平인 方向을 x로 잡는다.

[illegible] 하고, ω_r 을 [illegible] GHz 대의 高周波變調 實驗[illegible] [illegible] 하며, [illegible] 1ns 程度의 짧은 時間에 正確하게 測定되어야 하는 複雜性[illegible] [illegible].

그래서, 本論文에서는 上記의 問題點을 피할 수 있는 LD 動作係數値 決定을 爲한 [illegible] 方法을 提示하였다. 바이어스電流 $I_0 < I_{th}$ 에서의 HD 周波數 特性을 利用하여 C와 τ_s 의 [illegible]을 결정하였으며, $I_0 > I_{th}$ 에서의 HD 周波數 特性을 利用하여 [illegible] T 값을 決定하였고, $T = \tau_s / \tau_p$ 의 관계를 利用하여 τ_p 의 값도 구할 수 있었다.

信號電流에 찌그러짐이 있으면 HD特性에 큰 영향이 있다는 것은 [illegible] [illegible], [illegible]的인 限界는 提示된 바가 없으므로, 數値 計算에 依하여 良質의 [illegible] 傳送을 [illegible] 變調에 있어서 信號電流 찌그러짐은 $-70\,dB(0.0003\,I_{th})$ 以下로 抑制해야 [illegible] [illegible]. [illegible]고, 變調度가 HD特性에 미치는 영향을 검토함으로써, 바이어스 $1.5\,I_{th}$, 變調度 [illegible]에서 [illegible] 變調帶域幅은 ~120 MHz 임을 알 수 있었다.

本論文은 5 개의 章으로 構成하였으며, 2 章은 HD特性의 理論解析, 3 章은 HD [illegible] 利用한 LD의 動作係數 決定, 4 章은 信號電流 찌그러짐과 變調度의 影響, 그리고 5 章에서는 本 硏究를 총정리하여 結論을 맺었다.

2. 理論解析

2－1. 레이트 方程式

固體레이저나 氣體레이저는 에너지 準位間의 遷移에 依하여 光을 放出하지만, LD는 많은 數의 準位들의 集合體인 밴드間의 遷移에 의하여 發光을 하기 때문에, 레이트 방정식으로 LD의 動作을 嚴密하게 表現하는 것은 무리이다. 그러나, 밴드內의 正孔·電子의 緩和時間이 $10^{-12} \sim 10^{-13}$ sec 程度여서 이보다 充分히 늦은 速度의 變調를 하였을 때에는 캐리어가 밴드內에서 定常分布를 하고 있다고 생각되므로,[19] 캐리어와 放出된 光子는 時間과 에너지의 平均値만 取扱하여도 된다.

그림 1 과 같이 光의 進行軸을 z, 接合面에 垂直인 方向을 y, 水平인 方向을 x 로 잡는다. 共振器의 z 의 方向에서는 定在波의 光强度가 $\sin^2(2\pi\eta z/\lambda)$ 의 形으로 變動한다. 이의 變動 [illegible] $\lambda/2\pi\eta$ 는 波長 λ 가 $0.8 \sim 1.6\ \mu m$ 인 LD에서 $0.1 \sim 0.2\ \mu m$ 程度이며,[2] 活性層의 두께도 $0.1 \sim 0.2\ \mu m$ 로[1,5] 캐리어의 擴散長 $1 \sim 3\ \mu m$[1,2] 에 比하면 1/10 정도에 불과하므로, y, z 方向에 對한 요동은 擴散에 依하여 없어진다고 보아도 解析上 문제는 없다.

레이트 方程式은 이러한 假定下에서 LD의 動作 特性을 나타낸 것으로서, 注入된 캐리어와 放出되는 光子의 時間 變化率을 現像論的으로 記述하는 한 쌍의 微分方程式이다. 그림 2 는 [illegible]

KOREA MARITIME UNIVERSITY 1945 한국해양대학교

dCollection

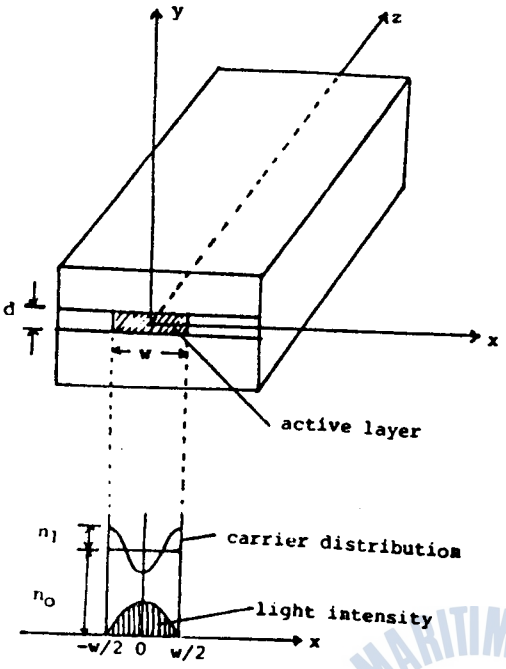

Fig.1. Model of the rectangular laser cavity and distribution of the carrier and field intensity.

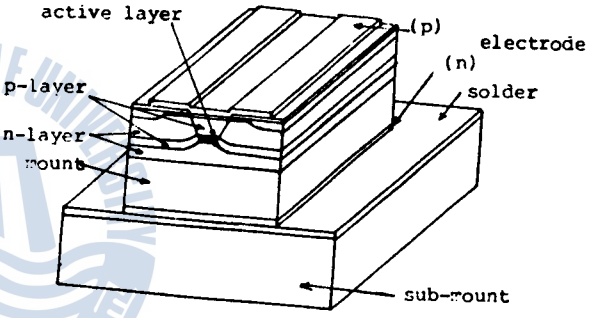

Fig.2. Schematic diagram of the narrow stripe BH laser diode.

인 모우드로 發振되는 BH-LD의 代表的인 構造를 나타내며, 이런 形態의 LD가 本論文에서 使用하는 레이트 方程式에 의한 解析 結果와 比較的 잘 맞는다.

가장 簡單한 型式의 레이트 방정식은 문헌(20)에서 解析方法과 함께 잘 紹介되어 있고, 各種 解析에 여러 型式의 레이트 方程式이 使用되고 있으나,[14,21-28] 代表的인 單一모우드 레이트 방정식은 다음과 같다.[26,28]

$$\frac{\partial}{\partial t} n(x,t) = \frac{j(x,t)}{ed} - \frac{n(x,t)}{\tau_s} + D\frac{\partial^2}{\partial x^2} n(x,t) - g|E(x)|^2 sn(x,t) \quad \cdots\cdots(1)$$

$$\frac{ds}{dt} = (gs + \frac{C}{\tau_s}) \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x)|^2 n(x,t)dx - \frac{s}{\tau_p} \quad \cdots\cdots(2)$$

아인슈타인에 依해 밝혀진 擴散長 L과 τ_s의 關係式은

$$L = \sqrt{D\tau_s} \quad \text{or} \quad D = L^2/\tau_s \quad \cdots\cdots(3)$$

dCollection

이고, 그림 1에서 表現된 바와 같이

$$n(x,t) = n_0(t) - n_1(t)\cos\frac{2\pi x}{w}$$

$$\int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} |E(x)|^2 dx = 1 \quad , \quad E(x) = E_0\cos(\frac{\pi x}{w}) \quad , \quad E_0 = \sqrt{(2/w)} \quad \cdots\cdots(4)$$

라 假定할 수 있으므로, 이들을 (1), (2) 式에 代入하고, 양변에 $\cos(2\pi qx/w)$ (단, q=0, 1)을 곱한 다음, 活性層幅 w에 걸쳐 空間積分을 하면, 空間에 獨立인 레이트 方程式을 얻을 수 있다.[29,30]

$$\frac{dn_0}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{n_0}{\tau_s} - gs(n_0 - \frac{n_1}{2})/w \quad \cdots\cdots(5)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = gs(n_0 - n_1)/w - hn_1/\tau_s \quad \cdots\cdots(6)$$

$$\frac{ds}{dt} = \{g(n_0 - \frac{n_1}{2}) - \frac{1}{\tau_p}\}s + C(n_0 - \frac{n_1}{2})/\tau_s \quad \cdots\cdots(7)$$

단, $h = 1 + (\frac{2\pi L}{w})^2$

2－2. 高調波 찌그러짐 特性의 解析方法

2－1의 레이트 方程式에서 導入한 캐리어의 橫方向 擴散이 LD의 變調特性에 미치는 영향은 高周波 變調領域에서, 特히 共振狀 周波數 부근에서의 光出力을 크게 어제하는 것이다. 그러므로, 現實的으로 共振狀 周波數 附近의 高周波 變調에 利用할 수 없는 아날로그 비데오 傳送에 있어서, IMD特性을 解析하는 데는 橫方向 擴散效果는 無視하여도 큰 문제는 없으리라 생각되며, 실제로 LD의 특성 해석에 擴散效果를 無視한 레이트方程式이 많이 使用되고 있다.[8,14,20,27,31]

캐리어의 擴散效果를 無視하면 (5)～(7)式은 다음과 같이 簡單한 한쌍의 레이트 方程式이 된다.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{n}{\tau_s} - gns \quad \cdots\cdots(8)$$

$$\frac{ds}{dt} = gns - \frac{s}{\tau_p} + C\frac{n}{\tau_s} \quad \cdots\cdots(9)$$

$n_{th} = 1/(g\tau_p)$, $j_{th} = \frac{ed}{\tau_s} n_{th}$ 를 이용하여 (8), (9)式을 規格化하면,

$$\frac{dN}{dt'} = J - N - TNS \quad \cdots\cdots(10)$$

$$\frac{dS}{dt'} = TNS - TS + CN \quad \cdots\cdots(11)$$

dCollection

단, $J = j/j_{th}$, $S = s/n_{th}$, $N = n/n_{th}$

$T = \tau_s/\tau_p$, $t' = t/\tau_s$

이 된다. (10), (11) 式의 定常解 ($\frac{d}{dt'}=0$)를 求하면 靜特性上의 規格化캐리어 密度 N_0와 規格化 光子密度 S_0는 다음과 같다.

$$N_0 = \frac{J_0 + 1 - \sqrt{(1-J_0)^2+4\{C(J_0-K_0)+K_0\}}}{2(1-C)} \quad \cdots\cdots (12)$$

$$TS_0 = J_0 - N_0(1-C) \quad \cdots\cdots (13)$$

단, $K_0 = \sum_{q=1}^{\infty}(N_q^c S_q^c + N_q^s S_q^s)$

$N_q^{c,s} = n_q^{c,s}/n_{th}$, $S_q^{c,s} = s_q^{c,s}/n_{th}$

여기서 K_0는 N과 S의 積(非線形 項)으로 부터 나오는 直流 成分을 나타낸다.[31]

本論文에서는 HD特性 解析에 Fourier 級數 展開法[30,31]을 利用하기로 한다. J, N, S를

$$J = J_0 + \sum_{q}^{\infty}\{J_{mq}^c \cos(q\omega t) + J_{mq}^s \sin(q\omega t)\} \quad \cdots\cdots (14)$$

$$N = N_0 + \sum_{q}^{\infty}\{N_q^c \cos(q\omega t) + N_q^s \sin(q\omega t)\} \quad \cdots\cdots (15)$$

$$S = S_0 + \sum_{q}^{\infty}\{S_q^c \cos(q\omega t) + S_q^s \sin(q\omega t)\} \quad \cdots\cdots (16)$$

단, $J_{mq}^{c,s} = j_{mq}^{c,s}/j_{th}$, $\omega = 2\pi f$

로 놓고, (14)~(16)을 (10)~(11)에 代入한 다음, 양변에 $\cos(q\omega t)$, $\sin(q\omega t)$를 곱하고 各各 周期 積分을 하면, 時間에 獨立인 4元 無限次 連立 方程式이 求해진다.

$$\{T(1-N_0) - \frac{1}{2}TN_{2q}^c\}S_q^c + (q\bar{\omega} - \frac{1}{2}TN_{2q}^s)S_q^s - (TS_0 + C + \frac{1}{2}TS_{2q}^c)N_q^c$$
$$- \frac{1}{2}TS_{2q}^s N_q^s = P_q^c + Q_q^c \quad \cdots\cdots (17)$$

$$-(q\bar{\omega} + \frac{1}{2}TN_{2q}^s)S_q^c + \{T(1-N_0) + TN_{2q}^c\}S_q^s - \frac{1}{2}TS_{2q}^s N_q^c - (TS_0 + C$$
$$- \frac{1}{2}TS_{2q}^c)N_q^s = P_q^s + Q_q^s \quad \cdots\cdots (18)$$

$$(TN_0 + \frac{1}{2}TN_{2q}^c)S_q^c + \frac{1}{2}TN_{2q}^s S_q^s + (TS_0 + 1 + \frac{1}{2}TS_{2q}^c)N_q^c + (q\bar{\omega} + \frac{1}{2}TS_{2q}^s)$$
$$N_q^s = J_{mq}^c - (P_q^c + Q_q^c) \quad \cdots\cdots (19)$$

$$\frac{1}{2}TN_{2q}^s S_q^c + (TN_0 - \frac{1}{2}TN_{2q}^s)S_q^s - (q\bar{\omega} - \frac{1}{2}TS_{2q}^s)N_q^c + (TS_0 + 1 - \frac{1}{2}TS_{2q}^c)$$
$$N_q^s = J_{mq}^s - (P_q^s + Q_q^c) \quad \cdots\cdots (20)$$

단, $P_q^c = \frac{1}{2}T\sum_{p=1}^{q-1}(N_p^c S_{q-p}^c - N_p^s S_{q-p}^s)$

dCollection

$$P_q^s = \frac{1}{2} T \sum_{p=1}^{q-1} (N_p^c S_{q-p}^s + N_p^s S_{q-p}^c)$$

$$Q_q^c = \frac{1}{2} T \sum_{p=1}^{\infty} (N_{q+p}^c S_p^c + N_{q+p}^s S_p^s + N_p^c S_{q+p}^c + N_p^s S_{q+p}^s)$$

$$Q_q^s = \frac{1}{2} T \sum_{p=1}^{\infty} N_p^c S_{q+p}^s + N_p^s S_{q+p}^c + N_{q+p}^s S_p^c - N_{q+p}^c S_p^s)$$

$$(q = 2,3,4,\cdots\cdots, \quad p = 1,2,3, \cdots\cdots)$$

$$\overline{\omega} = \omega \cdot \tau_s$$

[式 17 ~ 20] 을 行列로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} a_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_q^c \\ S_q^s \\ N_q^c \\ N_q^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_q^c + Q_q^c \\ P_q^s + Q_q^s \\ J_{mq}^c - (P_q^c + Q_q^c) \\ J_{mq}^s - (P_q^s + Q_q^s) \end{bmatrix} \quad \cdots\cdots (21)$$

式 21) 의 數値計算은 BASIC으로 컴파일하여 마이크로 컴퓨터 (Apple Ⅱ) 을 利用하였다. 數値計算은 21) 式의 完全한 解는 代數的으로 求할 수 없기 때문에 逐次近似法을 利用하였으며, 行列은 Gauss 消去法을 使用하여 計算하였다. 式은 無限次이나, 실제 계산상 불가능하므로 20 次까지만 計算하여 K_0 , P_q^{cs} , Q_q^{cs} 을 계산하였고, 수렴조건은

$$| (S_q)_k / (S_q)_{k-1} - 1 | < 10^{-2} \quad \cdots\cdots (23)$$

으로 하였다. 本論文에서는 非線形的인 領域을 利用하고 있지 않으므로, 以上과 같이 計算하여도 計算結果는 誤差를 거의 포함하지 않을 것이다.

2 — 3. 數値計算

規格化된 레이트方程式인 式(10), 11)으로부터 LD의 特性에 영향을 주는 動作係數는 C와 T임을 알 수 있다. 本論文에서는 C와 T가 LD의 HD特性에 미치는 영향을 利用하여 LD動作係數들을 推定하고자 하므로, 2 — 2에서 說明한 方法으로 C와 T의 變化에 따른 HD特性을 數値計算하였고, 이를 利用한 새로운 係數値 決定方法을 提示하였다.

LD에서 放出되는 光은 自然放出에 依한 것과 誘導放出에 依한 것이 섞여 있다. 原理的으로는 레이저가 發振한 후의 自然放出光의 크기가 誘導放出光에 比하여 아주 작기 때문에, I_{th} 보다 充分히 높은 電流의 動作에서는 自然放出光을 無視할 수 있다. 그러나, C의 값이 크면 緩和振動이 크게 抑制되고, HD를 낮춰주기 때문에 C係數는 LD의 動特性을 論하는데 있어서 無視할 수 없는 重要한 파라메타가 된다.[1,5,13,20,21,24]

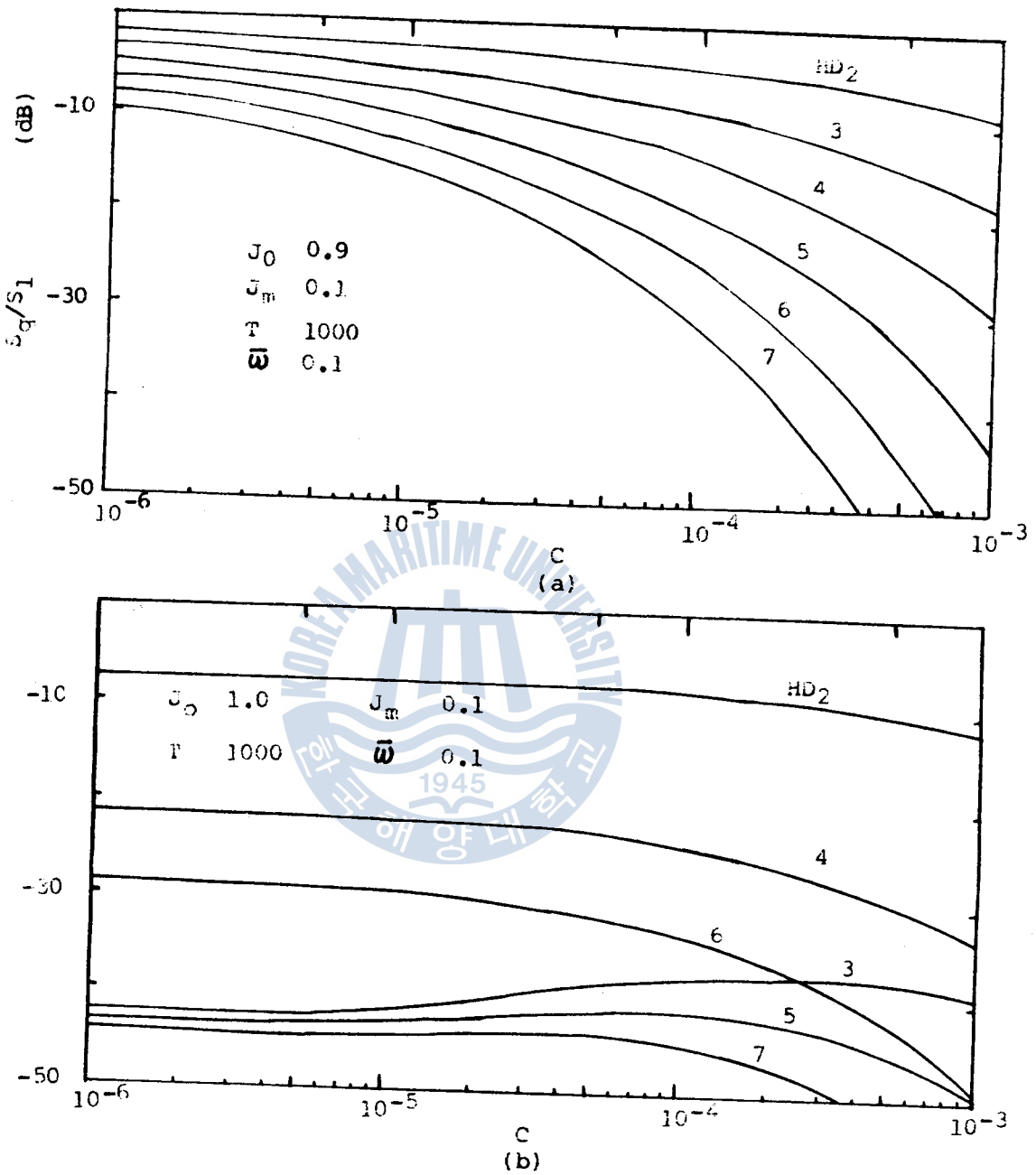

Fig.3. Calculated harmonic distortions(2nd — 7th order) with spontaneous emission factors C as a variable. Assumption : T=1000. (a) J_0 ($= j_0 / j_{th}$) 0.9 (b) J_0 1.0

그림 3 (a), (b) 는 HD特性에 미치는 C의 영향을 計算한 것이다. J_0 가 1.0인 경우보다 0.9인 경우에 HD特性은 C의 영향을 크게 받는다. 그러므로, I_{th} 以下의 低바이어스 領域

에서 C의 값을 決定하는 것이 比較的 推定誤差가 적은 것이다. 그러나, ($J_0 + J_m$) > 1의 경우에서는 HD주파수 특성 곡선이 복잡해지므로 다른 계수의 영향이 적은 ($J_0 + J_m$) < 1.0에서 C의 決定을 위한 實驗을 하는 것이 좋다.

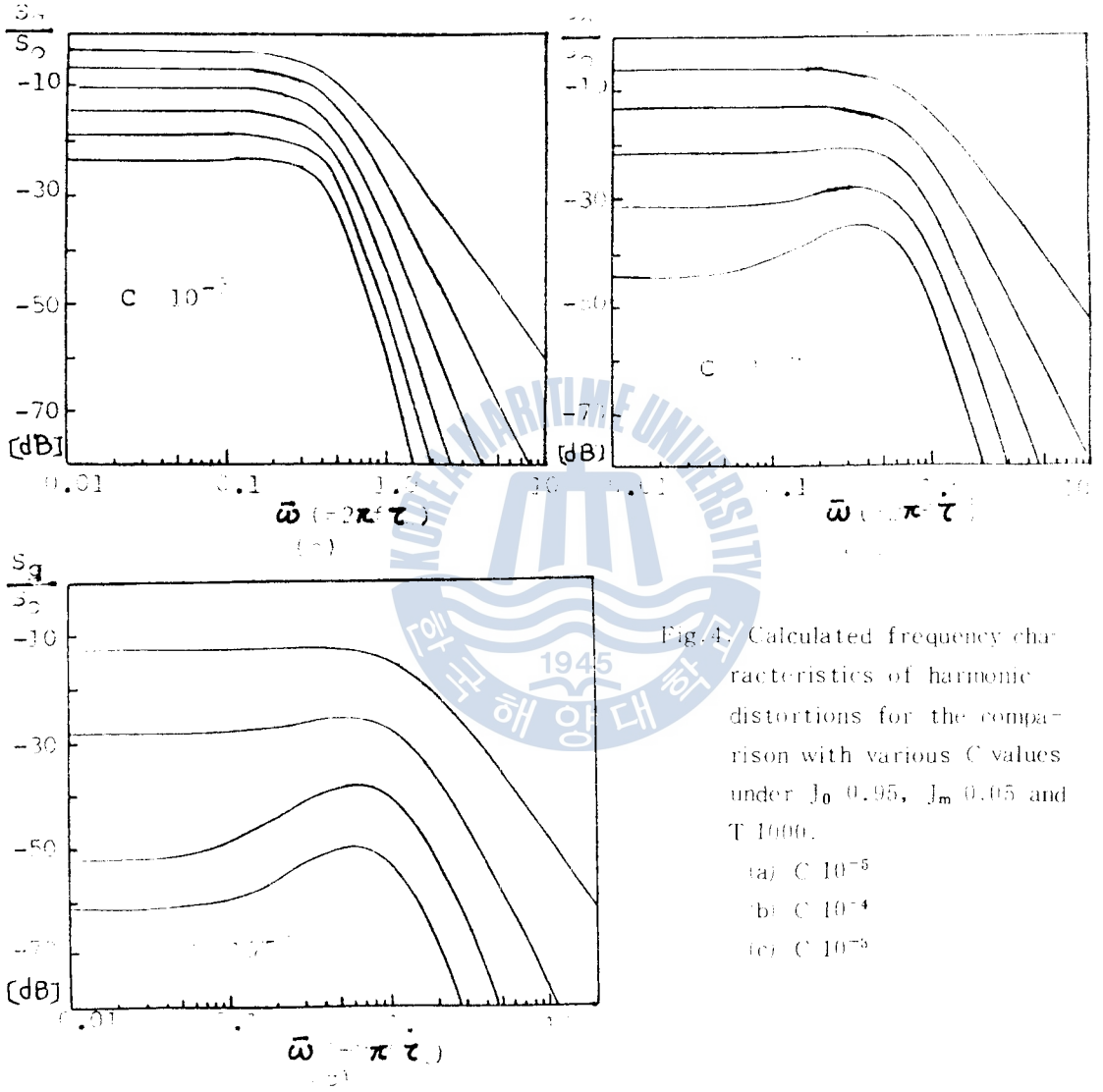

Fig. 4. Calculated frequency characteristics of harmonic distortions for the comparison with various C values under J_0 0.95, J_m 0.05 and T 1000.
(a) C 10^{-5}
(b) C 10^{-4}
(c) C 10^{-3}

그래서, 그림 4 (a) ~ (c)와 같이 $J_0(=j_0/j_{th})$ 0.95, $J_m(=j_m/j_{th})$ 0.05의 條件에서 T를 1000 으로 잡고, C가 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}인 경우의 HD周波數 特性을 各各 計算하였다. 그림 4에 나타난 바와 같이 C에 의하여 한 때의 變化가 있을 뿐 아니라 遮斷周波數도 그에 반하므로, 實驗値와 比較하여 C의 값을 決定할 수 있다. 또한, 規格化 周波數 $\bar{\omega} = 2\pi f\tau_s$ 이므로 ω와 變調周波數 f와 比較하여 τ_s를 求할 수 있다. 여기서 캐리어 壽命 τ_s는 LD에 注入電流가 注入된 캐리어가 自然放出에 의하여 소멸하는 平均時間을 말한다.

dCollection

以上과 같은 方法으로 C와 τ_s를 求하기 爲하여는 利用하는 領域에서 HD가 T에 의하여 영향을 받지 않아야 한다. 그래서 그림 5와 같이 T의 變化에 따른 HD特性을 計算한 結果, T에 의한 영향이 거의 없음을 알았다. 그러므로 바이어스電流 I_0를 I_{th}보다 낮게 해주면 HD 變調遮斷 周波數는 C와 $\bar{\omega}$에 포함된 τ_s에 의하여 決定된다.

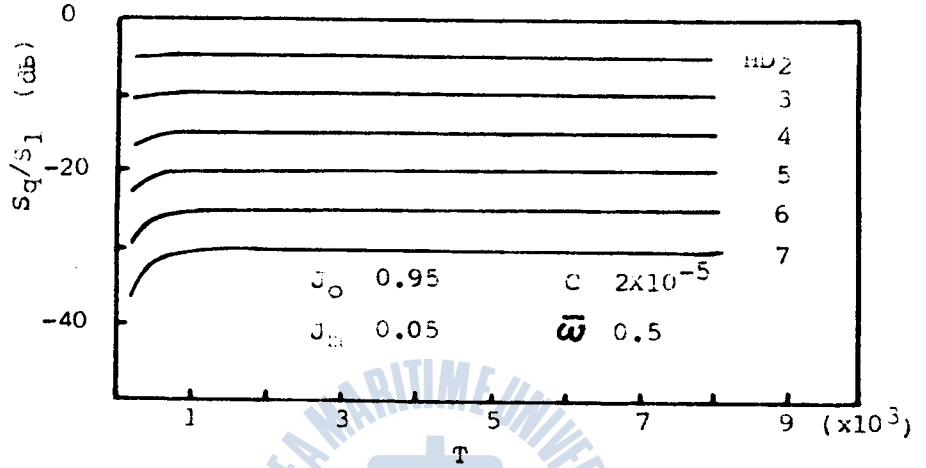

Fig.5. Calculated harmonic distortions with T parameter as a variable at the bias level 0.95 I_{th}.

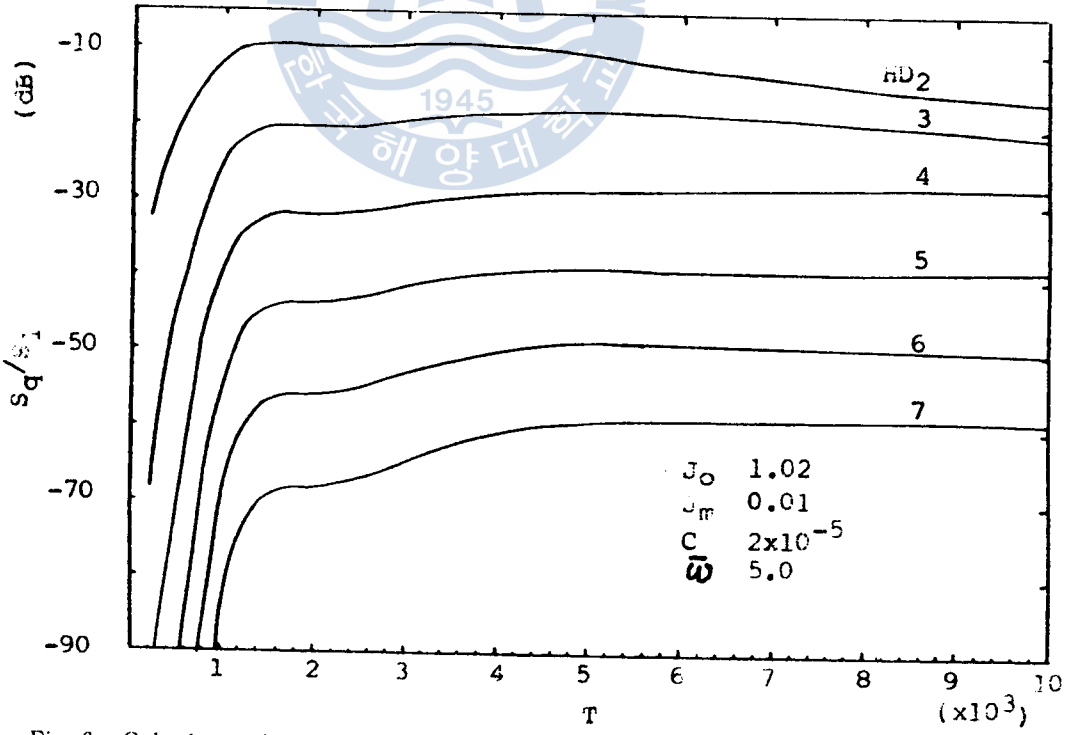

Fig.6. Calculated harmonic distortions with T parameter as a variable at the bias level 1.02 I_{th}.

dCollection

그러나, 그림 6과 같이 바이어스를 I_{th} 이상으로 높이면 T는 HD特性에 큰 영향을 주게 된다. 그러므로, 바이어스 I_{th} 이상에서, HD變調遮斷周波數는 C의 영향을 받지 않으며, T에 의해 크게 영향을 받으므로, 이 領域을 利用하면 係數 T의 값을 推定할 수 있다. $T=\tau_s/\tau_p$ 의 關係를 利用하여 光子壽命 τ_p를 求할 수 있다. 그림 7은 J_0 1.02, J_m 0.01, C 2×10^{-5}의 條件下에서의 HD周波數 特性이며, 實線은 T가 1,000, 點線은 T를 10,000으로 하여 計算한 것이다.

이 그림에서 低周波領域에서는 T의 영향이 없으나 遮斷周波數는 크게 영향을 받는다는 것을 알 수 있다.

共振狀피크 附近은 C와 橫散係數 D에 依하여 크게 영향을 받기 때문에, 결국 T의 推定은 I_{th} 以上의 바이어스에서 HD周波數遮斷特性을 利用하여야 한다.

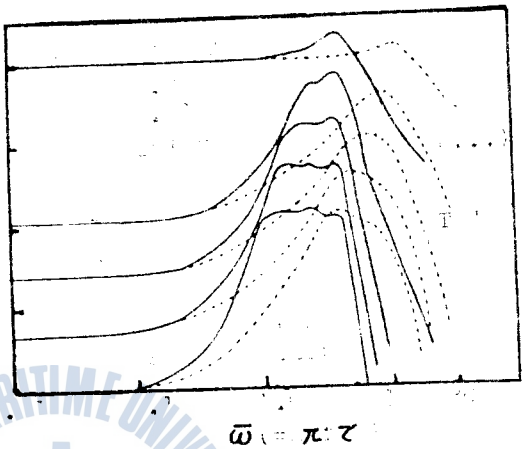

Fig. 7. Frequency characteristics of harmonic distortions with T as a parameter under J_0 1.02, J_m 0.01 and C 2×10^{-5}. where —— T = 1000 ····· T = 10000.

3. 半導體레이저의 動作係數의 決定

3-1. 實 驗

HD特性을 利用하여 LD의 係數値를 決定하는데 必要한 實驗資料는 NEC制의 AlGaAs系 NLD 3108P LD를 實驗하여 얻은 것이다.

實驗에 使用된 LD의 I-L特性은 그림 8과 같이 直線性이 良好하며, I_{th}는 71mA이다.

高調波 特性 實驗에 使用된 裝置는 그림 9와 같이 構成하였다. 信號 발생기는 960 MHz, 스펙트럼 분석기는 1.8 GHz의 대역폭을 갖는 것을 利用하였고, 바이어스 特性을 보다 正確하게 測定할 수 있도록 램프(ramp) 발생기를 導入하였다. 그리고, LD/APD 사이의 光路는 光파이버를 使用하였다.

dCollection

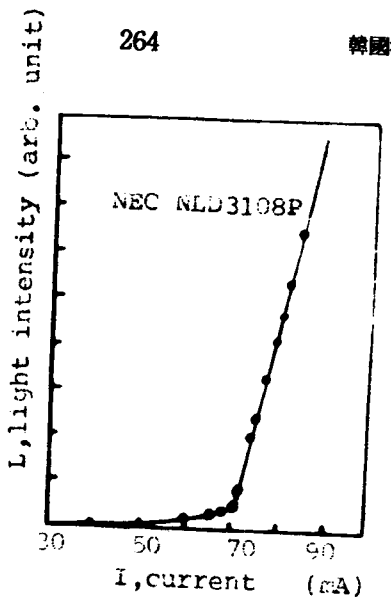

Fig.8. Light output vs. current characteristics of the LD used in measurements.

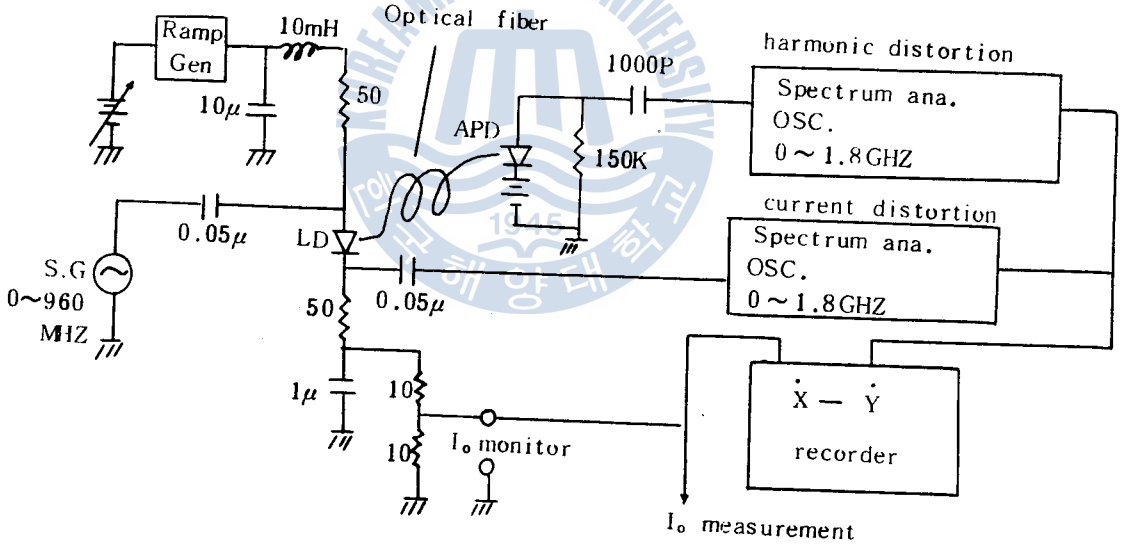

Fig.9. Block diagram of the apparatus used for measuring the harmonic distortions of laser diodes.

3－2. 係數値의 決定과 檢討

3－2·1. 自然放出光係數 C

앞서 理論解析에서 提示한대로 C를 求하기 爲하여 바이어스 전류와 신호 전류의 진폭을 각각 J_0 0.95, J_m 0.05 로 하였다. 그림 10은 實驗値와 理論計算을 중첩시킨 것으로써, C 값은

(1～3) × 10^{-4} 임을 알 수 있다. 實驗時 5個의 모우드가 發振했으므로, 實際의 C값은 (2～6) × 10^{-5} 程度이다. 그림에서 $\bar{\omega}$～0.2 附近에서 아랫쪽으로 구부러지고, $\bar{\omega}$～0.4 程度에서는 반대로 윗쪽으로 올라가는 것은 共振狀現像과 LD／APD 사이에 사용한 광파이버의 단면에서 反射되어 귀환된 光의 干涉에 依한 것으로 생각된다. 遮斷周波數 附近에서 實驗値가 흔들리는 것도 역시 反射光 때문에 일어나는 현상인 것이다. 그러나 C 값의 추정에는 별로 큰 영향을 주지는 않았다.

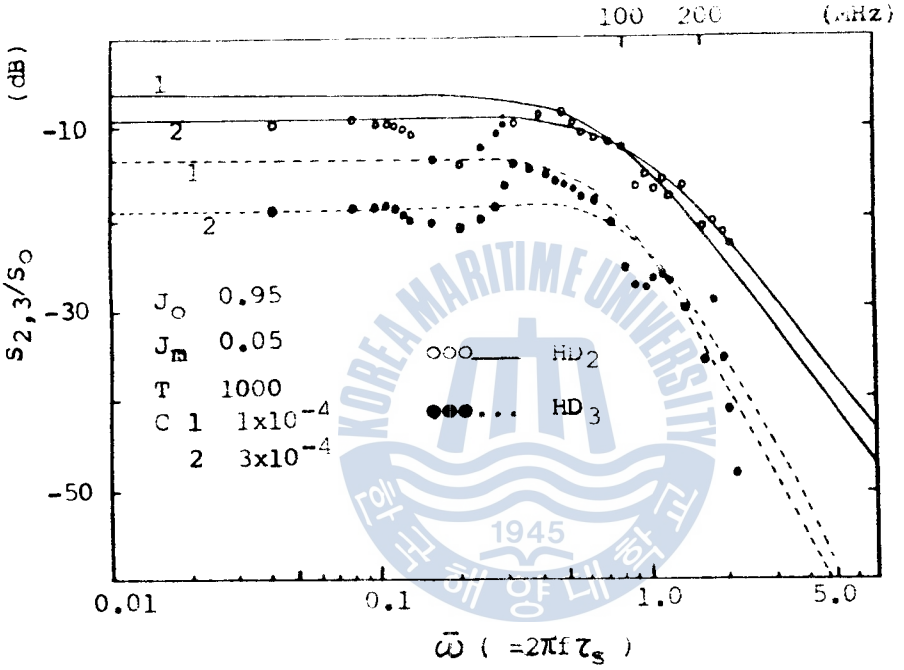

Fig.10. Frequency characteristics of harmonic distortions curve-fitted with measured and calculated values under J_0 0.95 and J_m 0.05 with C(1×10^{-4} and 3×10^{-4}) as a parameter, where assumed that T = 1000.

古典的인 電磁氣 理論으로 부터 誘導한 C係數의 理論式은 다음과 같다.[12]

$$C_i = \xi_i \frac{\lambda_c^4}{4\pi^2 n_1^3 V \Delta\lambda} \quad \cdots\cdots (23)$$

이 理論式을 利用하기 爲하여는 여러 가지의 係數값이 미리 決定되어야 하는 不便이 있다. 스트라이프構造의 AlGaAs／GaAs DH-LD의 I－L特性의 實驗値와 理論値를 比較하여 決定한 C의 값은 (0.5～3) × 10^{-5} 이었고, 이 LD의 各 파라메터를 (23) 式에 代入하여 구한 C 값은 1.3×10^{-5} 이었다.[13]

바이어스 電流를 I_{th}에 놓으면 HD_3가 최소값을 보이는 것을[30] 利用하여, HD_3 바이어스

特性의 理論値와 實驗値를 比較하여 求한 C값은 2×10^{-5} 이었다.[14] 이로서 C는 $10^{-4} \sim 10^{-6}$ 程度임을 알 수 있으나, LD에 따라서는 C를 10^{-3} 으로 잡고 解析을 하는 경우도 있다.[32]

本 論文에서 새로운 方法에 依하여 求한 C값은 以上에서 檢討한 여러 方法에 依한 것과 잘 맞는 것을 알 수 있다.

3－2·2. 캐리어壽命 τ_s

그림 11은 J_0 0.95 J_m 0.1에서 HD의 周波數 特性에 對한 理論値와 實驗値를 중첩시킨 것이다. 그림에서

$$\bar{\omega} = \omega \cdot \tau_s = 2\pi f \tau_s \quad \cdots\cdots (24)$$

의 關係를 갖고 있으므로 $\bar{\omega}$의 값과, 實驗値의 f를 比較함으로써, τ_s는 求해진다.

그림 11의 $\bar{\omega} = 0.5 \sim 1.0$ 범위에서 심한 굴곡 현상을 보이는 것은 共振狀周波數에 接近함에 따라 생기는 周波數에 依한 찌그러짐, C의 영향, D의 영향, 광파이버의 단면 반사광 등이 복합적으로 작용하여 일어나며, 여기에서는 차단주파수 부근을 利用하고 있으므로, 큰 問題는 없다.

그림 11에서 f 200 MHz와 $\bar{\omega}$ 1.4가 일치하므로 式(24)에 의하여 τ_s는 1.11 ns로 계산되며, 그림 10에서도 같은 方法으로 τ_s를 구할 수 있다. 그림 10에서는 f 200 MHz와 $\bar{\omega}$

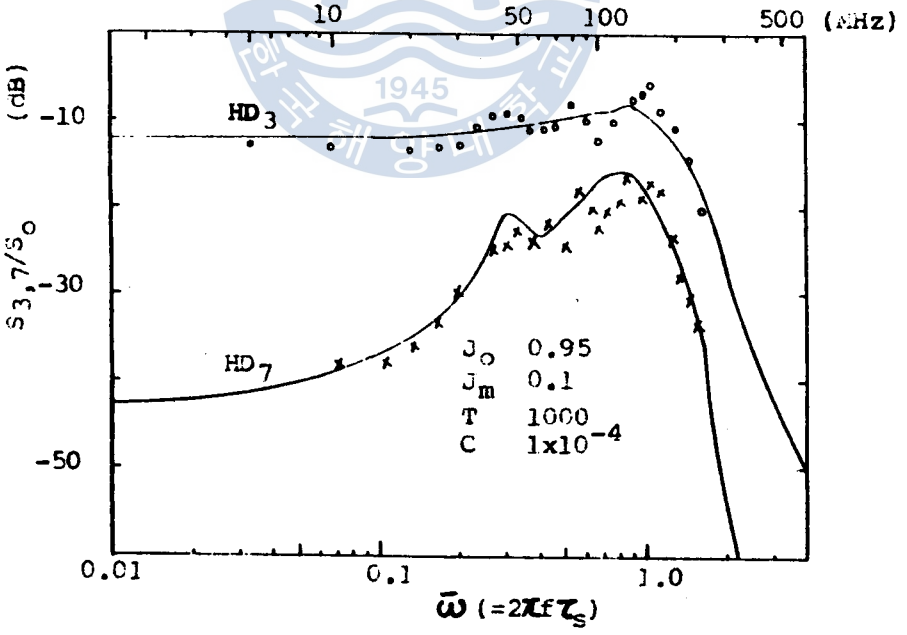

Fig.11. Frequency characteristics of 3rd and 7th harmonic distortion curve-fitted at cut-off frequency for the determination of τ_s value.

1.6의 일치하므로 τ_s는 1.27 ns가 되며, 이로서 이 LD의 τ_s 값은 ~1.2 ns 程度임을 알 수 있다.

τ_s는 GaAlAs系 LD가 2~3 ns 程度, InGaAsP系 LD는 1~2 ns 程度인 것으로 알려져 있다.[5] 그러나, 실제로는 明白한 差異를 보이지는 않는다.

τ_s가 캐리어密度로 부터 獨立的이라면 다음 式으로 부터 求할 수 있다.[15]

$$\tau_d \cong \tau_s \ln\{(I_0+I_p)/(I_0+I_p-I_{th})\} \quad \cdots\cdots (25)$$

式 (25)는 利用하여 求한 τ_s의 값은 GaAlAs DH-LD의 경우 1.1~1.6 ns였고, 波長 1.3 μm의 InGaAsP DH-LD의 測定値는 1.9~2.2ns 程度였다.[16] 한편, 같은 방법으로, InGaAsP/InP BH-LD를 溫度 變化에 따라 測定한 τ_s의 값은 低溫(140°K)에서 ~8ns, 293°K에서 1.5~3.1ns였다.[33]

光子壽命 τ_p는 다음 式으로 表現된다.[18]

$$\tau_p = (n_1/C)(\alpha + \frac{1}{L_r}\ln\frac{1}{R})^{-1} \quad \cdots\cdots (26)$$

式 (25)에 依하여 求한 τ_p는 0.91~2ps 程度이고,[16] 이 값과 共振狀 周波數의 計算式

$$\omega_r^2 = \frac{1}{\tau_s\tau_p}(I_0/I_{th}-1) \quad \cdots\cdots (27)$$

을 利用하여 求한 τ_s의 값은 2.1~3.1ns였다.[16]

지금까지 說明한 發光遲延時間을 利用한 方法은 1ns 以下의 짧은 時間을 正確하게 測定하여야 하고, 共振狀 周波數를 利用하는 方法은 數 GHz의 變調 實驗을 하여야 하는 복잡성을 알고 있다.

高調波 찌그러짐 特性을 利用한 τ_s의 推定方法은 바이어스 $I_0 = I_{th}$에서의 HD_3 周波數 特性 曲線 기울기(단, 低周波數 變調)를 利用한 例가 있으며, 이에 의해 求한 AlGaAs DH-LD의 τ_s 값은 1.59ns였다.[17]

이로서 τ_s는 1~3nsec 程度임을 알 수 있고, 本 論文에서 I_{th} 以下의 抵 바이어스 領域에서의 HD周波數遮斷 特性을 利用하여 求한 ~1.2ns는 以上의 여러 方法에 依하여 求해진 값들과 거의 비슷한 것을 알 수 있다. 그리고, 本 論文에서 提示한 方法은 200~300 MHz의 變調實驗으로 可能하고, 1ns 정도의 짧은 시간 측정 등 여러 短點을 배제할 수 있다.

3-2·3. 光子壽命 τ_p

係數 T는 레이트 방정식을 規格化함으로서 생기는 것이며, LD의 周波數 應答 特性에 큰 영향을 미친다. T가 높을수록 共振狀 周波數가 높아진다.[34] 즉, T의 값이 크면 LD의 變調遮斷周波數도 높아진다.

물론 T의 값은 τ_s와 τ_p의 값을 알면 자동적으로 구해지지만, τ_s만 알고 있는 경우에는

T의 값을 決定함으로써, τ_p의 값도 推定할 수 있다.

그림 12에서 실선은 $T=10^3$, 점선은 $T=10^4$인 경우를 계산한 것이며, 實驗値와 比較해 보면 T는 1000 程度임을 알 수 있다. τ_s가 ~1.2 nsec인 것을 利用하면 τ_p는 ~1.2 psec가 된다. 이 값은 3-2·2에 檢討한 바와 같이 式(26)에 依하여 求한 0.91 ~ 2ps와 比較해 볼 때 믿을만한 값임을 알 수 있다. 물론 本 論文에서 提示한 方法은 式(26)에서와 같이 LD의 物理的 파라메터의 값을 必要로 하지는 않지만, τ_s의 값은 미리 決定되어 있어야 한다.

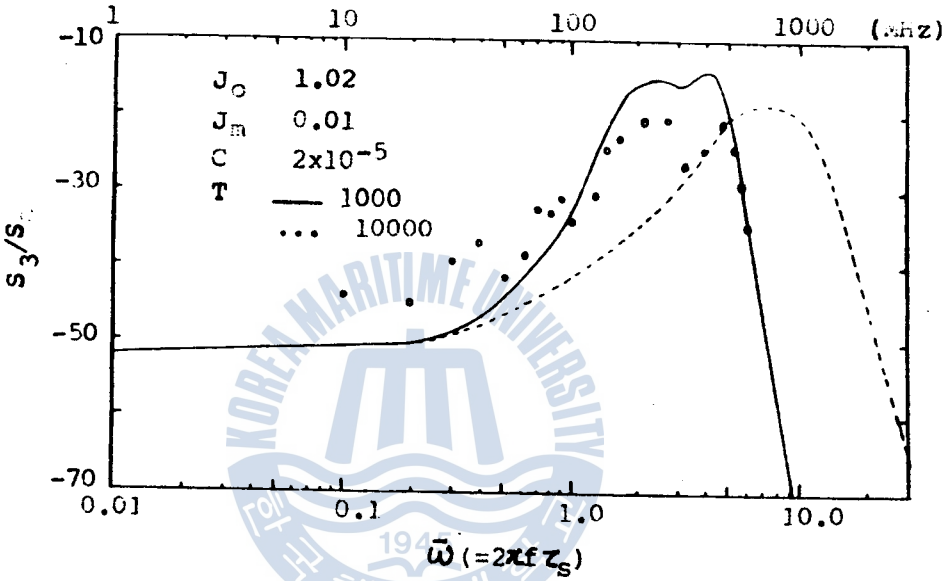

Fig.12. Frequency characteristics of the 3rd harmonic distortion curve-fitted at cut-off frequency for the determination of T value.

그림 12에서 共振狀 피크가 맞지 않는 것은 그 附近이 C와 D에 의하여 큰 영향을 받기 때문이며, 抵周波領域에서 實驗値가 흔들리는 것은 光파이버 단면의 反射光의 영향을 받은 것으로 생각된다. 앞으로 實驗裝置 構成時 光파이버 단면 반사광의 보상 방법이나, 레이트 方程式에 光파이버 단면 반사광에 對한 項을 넣는 등의 硏究가 必要할 것으로 생각된다.

4. 變調찌그러짐 特性

4-1. 變調信號電流찌그러짐의 影響

아날로그 變調時 信號電流에 찌그러짐이 있으면 光出力의 HD成分을 크게 變化시킨다.[30,34] $J_0 < 1.1$에서는 信號電流의 찌그러짐이 HD에 미치는 영향은 크지 않지만, $J_0 > 1.1$에서

는 바이어스가 높으면 높을수록 HD를 크게 증가시킨다. 그리고, HD의 次數가 높을수록 그 영향 또한 커진다.

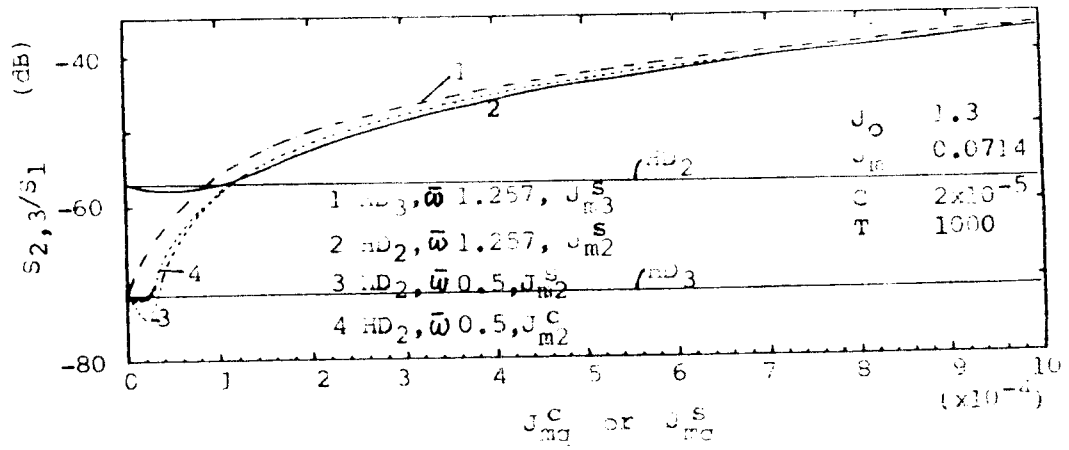

Fig.13. Effect of the current distortion of the modulated signal to 2nd and 3rd harmonic distortion at various cases.

그림 13은 信號電流 찌그러짐의 量에 따른 HD의 變化 程度 및 信號電流의 高調波 成分의 次數와 光出力 HD 次數와의 關係를 調査한 것이다. 그림 13에서와 같이 바이어스 電流가 1.1 I_{th} 보다 큰 高바이어스 領域에서는 信號電流의 高調波 찌그러짐이 -80 dB [$20\log_{10}(J^{s,c}_{mq}/J_{th})$] 以上이면, 周波數에는 거의 영향을 받지 않고 HD가 信號電流 찌그러짐에 左右됨을 알 수 있다. 그리고, 信號電流의 찌그러짐을 J^s_{m2}만 있다고 가정하면 HD_3, HD_4, ……는 실려 받지 않고, HD_2만 크게 증가하였고, J^s_{m3}만 고려하면 HD_3만 영향을 받는다는 것을 알았다. 즉, 高바이어스 영역에서는 信號電流 찌그러짐의 q次 成分은 HDq에만 영향을 준다.

J^s_{m2}와 J^c_{m2}의 영향을 比較하면, 低바이어스 變調時에는 상당히 다르지만, 바이어스를 1.2 I_{th} 以上으로 해 주면 그림 13에서 나타난 바와 같이 J^s_{m2}나 J^c_{m2}가 HD_2에 미치는 영향은 같다.

良質의 아날로그 傳送을 爲하여 $HD_{2,3}$를 -50dB 以下로 제한한다면, 그림 13에서 $J^{s,c}_{m2,3}$를 -70dB 以下로 抑制하여야 한다는 것을 알았다.

그림 14는 商用 GaAlAs 系 LD (HITACHI HLP1400)의 實驗 資料[35]와 理論値를 그린 것으로서, 100 MHz 정현파 변조시의 HD_2 바이어스 特性이다. 理論値는 實驗條件과 一致시켜 (a)는 τ_s의 變化에 따라, (b)는 C 및 T의 變化에 따라 計算을 하였다.

實驗値를 보면 바이어스 1.2 I_{th} 以上에서는 HD_2가 約 -50dB에 고정되어 버리는 것을 보면 變調信號電流에 찌그러짐이 있음을 알 수 있고, 그림 13으로 부터 J_{m2}가 約 -72dB임을 알았다. 그래서 그림 14의 計算에는 J^s_{m2}에 -72dB의 predistortion을 하였다.

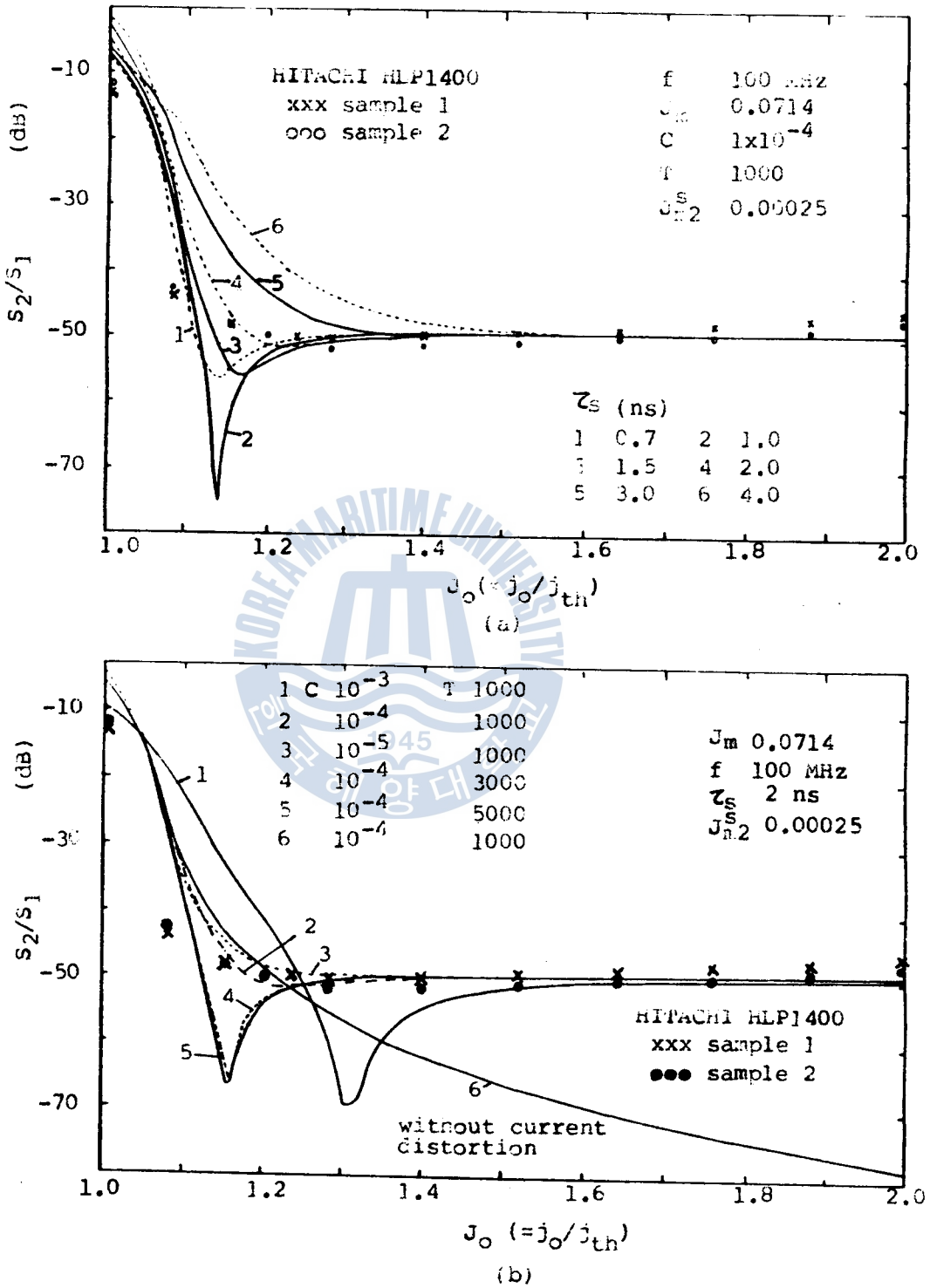

Fig.14. Bias characteristics of the 2nd harmonic distortion with (a) τ_s (b) C and T as a parameter, and curve-fitting with published experimental data of commercial laser diodes.

dCollection

그림 14(a)에서 이 LD의 τ_s는 ~2ns이고, (b)에서 T는 ~1000, C는 10^{-4}~10^{-5} 程度임을 알 수 있고, 이 係數値들은 3장에서 檢討한 값과 잘 맞는 것이다.

4－2. 變調度의 影響

아날로그 直接光强度 變調에 있어서의 變調度(modulation depth, modulation index, modulation factor) m은

$$m = \frac{j_m}{j_0 - j_{th}} \times 100 = \frac{J_m}{J_0 - 1} \times 100(\%) \quad (단,\ J_0 > 1.0) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (28)$$

로 定義된다.

그림 15는 變調度에 따라 HD_2 및 HD_3가 받는 영향을 바이어스별로 計算한 것이다. 이때 周波數는 $\bar{\omega}$ 1.0(~100 MHz)으로 하였다.

HD_2를 －50dB로 제한하면 100 MHz의 變調를 爲하여는 J_0 1.1에서 m＝15 %以下, J_0 1.3에서 m＝90 %以下, J_0 1.5에서 m＝100 %以下가 되어야 함을 알 수 있다.

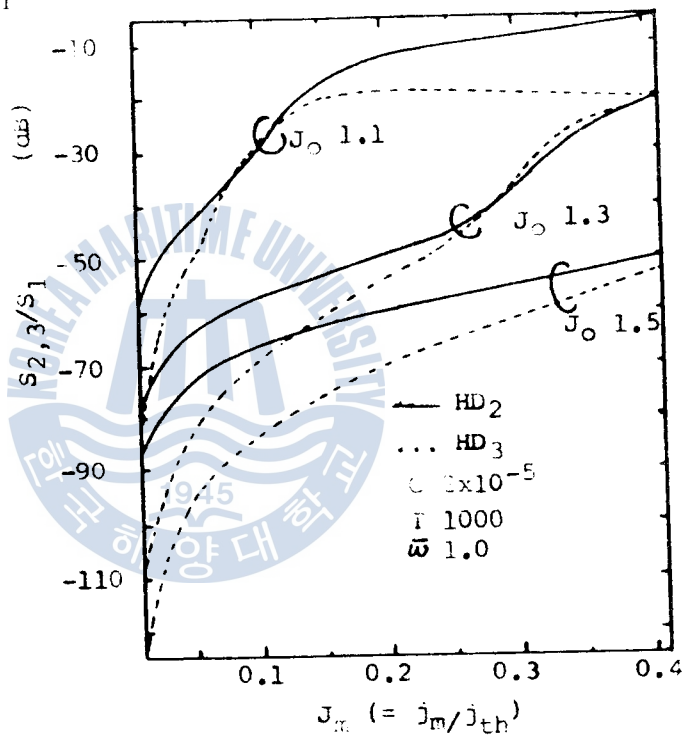

Fig.15. Calculated 2nd and 3rd harmonic distortions with J_m as a variable at bias levels of 1.1 I_{th}, 1.3 I_{th} and 1.5 I_{th}.

實際의 變調信號와 雜音 S／N比는 變調度 m에 依存하는 dc S／N比보다 낮다. 그리고, 아날로그 傳送系에 있어서 傳送의 質은 HD와 S／N比에 依存하게 된다.[27] 變調度가 높으면 S／N比가 높아지지만, 그림 15에 나타난 바와 같이 變調度를 높여가면 HD가 증가하고, m＞70 %에서는 RIN (relative intensity noise)이 급격히 증가하므로,[7,36] 傳送의 質이 떨어진다. HD, S／N비, RIN의 條件을 同時에 만족시키기 위하여 m은 50~70 %를 現實的인 값으로 잡는다.[27]

Collection

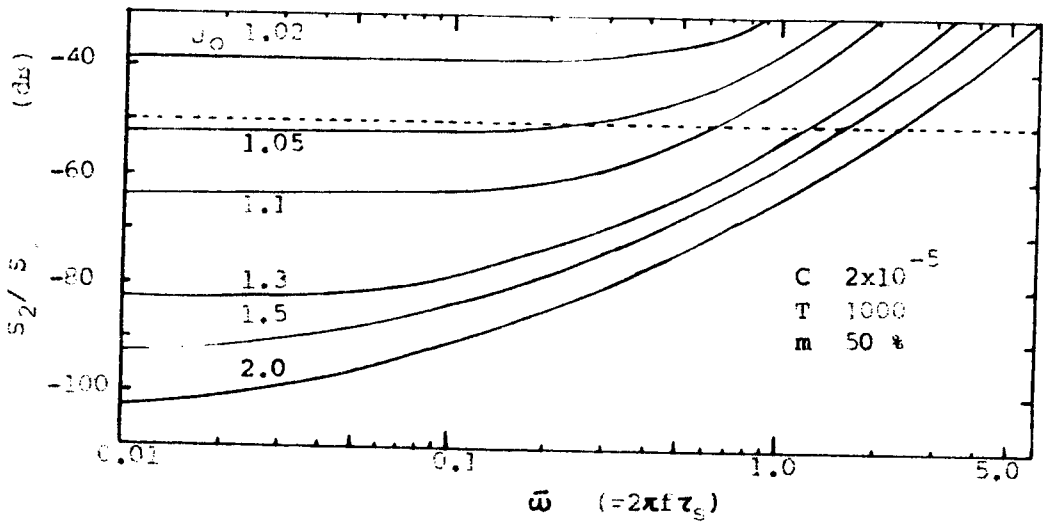

Fig. 16. Frequency characteristics of the 2nd harmonic distortion with J_0 as a parameter, where modulation depth is 0.5.

그림 16은 m = 50 %의 경우, 바이어스別로 HD_2의 周波數 特性을 計算한 것이다. m = 50 ~ 70 % 범위에서 아날로그 비데오 傳送을 하려면 바이어스가 $1.1 I_{th}$ 以上이어야 함을 알 수 있다. 各種 LD에 對한 實驗値를 보면 $1.1 I_{th}$ 以下의 바이어스에서 RIN이 급격히 증가하므로,[7] RIN을 고려하여도 바이어스는 $1.1 I_{th}$ 以上되어야 한다.

變調上限周波數도 그림 16에서 나타난 바와 같이 바이어스가 높을수록 높아짐을 알 수 있다. 바이어스 $1.5 I_{th}$에서의 變調上限은 $\bar{\omega} \sim 1.5$까지 이므로, $\tau_s \sim 2$ns이면 120 MHz 程度의 變調帶域幅을 갖게 될 것이다.

LD自體出力의 HD_2와 光파이버를 通過한 光出力의 HD_2를 比較하면, 光파이버 通過後 約 10 ~ 20 dB 劣化되며, J_m이 클수록 열화되는 정도가 크다.[37] 그러므로, S/N비가 許容하는 범위에서 變調度를 낮춰 變調를 하면, 光파이버를 통과하면서 생기는 HD의 증가를 줄일 수 있고, 變調帶域幅도 늘일 수 있다.

5. 結 論

半導體레이저 高調波찌그러짐 特性의 數値計算은 Fourier 級數展開法을 利用하였다. 먼저 高調波찌그러짐 特性의 理論解析을 하고, 이를 利用하여 LD의 動作係數를 決定하였으며, 研究를 擴張시켜서 實際 아날로그 變調時 問題가 되는 變調찌그러짐 特性을 檢討하였다.

(1) HD周波數 特性을 利用하는 LD動作係數의 새로운 決定方法을 提示하였고, 各 係數의 값을 求하였다.

dCollection

KOREA MARITIME UNIVERSITY
1945
한국해양대학교

dCollection

參 考 文 憲

1. 中村道治：半導體レーザ，光通信ハンドブック，朝倉書店，東京，pp.157～181 (1982)
2. 覽具博義：半導體レーザの動作原理と基本的な特性，電子科學，pp.13～21.(1981. 6)
3. 平尾元尙等：光通信用半導體レーザ，日立評論，Vol.65，No.10，pp.39～44.(1983.10)
4. 濱田弘喜等：半導體レーザの 卷，エレクトロニクス，pp.39～44,(1984. 5)
5. 趙成俊譯，木村・大原：光通信，오옴社，서울，pp.202～209.(1984)
6. 持田・宮田：畵像傳送，日本電子通信學會誌，Vol.63，No.11，pp.1134～1139(1980.11)
7. K.Sato: Intensity noise of Semiconductor laser diodes in Fiber Optic Analog Video Transmission, IEEE J. of Quantum Electron., Vol. QE-19, No.9, pp.1380～1391,(1983. 9)
8. 玄永康一等：結合度可變共振器型半導體レーザの變調特性の解析，日本電子通信學會論文誌，Vol. J67-C, No.1, pp.126～133,(1984.1)
9. S.Akiba, K.Sakai & T.Yamamoto : Direct modulation of InGaAsP/InP DH lasers, Electron·Lett., Vol.14, No.6, pp.197～198.(1978)
10. R.A.Linke : Direct Gigabit Modulation of injection lasers—structure—dependent Speed limitations, IEEE J. of Lightwave Tech., Vol. LT-2, No.1, pp.40～43.(1984. 2)
11. L.Figueroa, C.W. Slayman & H.Yen : High-frequency Characteristics of GaAlAs Injection Lasers, IEEE J·of Quantum Electron., Vol.QE-18, No.10, pp.1718～1727,(1982.10)
12. Y. Suematsu & K.Furuya : Theoretical spontaneous emission factor of injection lasers, Trans. IECE of Japan, Vol. E60, No.9, pp.78～83,(1977.9)
13. Y.Suematsu, S.Akiba & T.Hong : Measurement of spontaneous emission factor of AlGaAs DH semiconductor lasers, IEEE J.of Quantum Electron., Vol.QE-13, No.8, pp.596～600,(1977.8)
14. 高稿伸夫等：注入電流モデルによるレート方程式と發振 スペクトル，日本電子通信學會論文誌，Vol. J66-C, No.9, pp.684～685.(1983. 9)
15. K.Konnerth and C.Lanza : Delay between current pulse and light emission of a GaAs injection laser, Appl. Phys. Lett., Vol.4, pp.120～121,(1964)
16. S.Akiba, Y.Itaya, K.Sakai, T.Yamamoto and Y.Suematsu : Mesurement of carrier lifetimes in InGaAsP/InP DH lasers, Trans. IECE of Japan,

dCollection

Vol. E61, No.3, pp.124 ~ 128.(1978. 3)

17. 洪彰禧 : 高調波찌그러짐 特性을 利用한 半導體레이저의 注入電荷壽命 測定, 韓國海洋大學 船舶工學硏究所 論文集, 제2집, pp.61 ~ 71.(1983)

18. J.Vilms, L.Wandinger and K.L.Klohn : Optimization of the GaAs injection laser for maximum CW power output, IEEE J.of Quantum Electron., Vol.QE-2, pp.80-83.(1966)

19. 洪彰禧 : 半導體レーザの直接變調特性, 東京工業大學 博士學位論文, pp.35 ~ 36,(1981)

20. H.Kressel & J.K.Butler : Semiconductor lasers and Heterojunction LEDs, Academic Press, New York, pp.555 ~ 580,(1977)

21. G.Arnold, P.Russer & K. Petermann : Modulation of laser diodes, Topics in Applied Physics, Vol.39, Springer-Verlag, New York, pp.213 ~ 242,(1982)

22. D.T.Cassidy : Comparison of rate-equation and Fabry-Perot approaches to modeling a diode laser, Applied Optics, Vol. 22, No. 21, pp.3321 ~ 3326. (1983.11)

23. J.Buus : Models of the static and dynamic behavior of Stripe Geometry Lasers, IEEE J.of Quantum Electron., Vol. QE-19, No.6, pp.953 ~ 960, (1983. 6)

24. P.Russer & G.Arnold : Direct modulation of semiconductor injection lasers, IEEE Trans. of Microwave Theory & Tech., Vol.30, No.11, pp.1809 ~ 1821, (1982.11)

25. D.Marcuse & T.Lee : On Approximate Analytical Solutions of Rate Equations for Studying Transient Spectra of Injection Lasers, IEEE J.of Quntum Electron., Vol. QE-19, No.9, pp.1397 ~ 1406,(1983)

26. J.Buus & 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, pp.669 ~ 674.(1977. 8)

27. K. Peterman & G. Arnold : Noise and distortion characteristics of semiconductor lasers in optical fiber communication systems, IEE J. of Quantum Electron., Vol.QE-18, No.4, pp.543 ~ 555,(1982.4)

28. K.Furuya, Y.Suematsu & T.Hong : Reduction of resonancelike peak in direct modulation due to carrier diffusion in injection lasers, Aplied Optics, Vol.17, No.12, pp.1949 ~ 1952,(1978. 6)

dCollection

29. K.Kishino, S. Aoki & Y. Suematsu : Wavelength variation of 1.6μm wavelength BH GaInAsP/InP lasers due to direct modulation, IEEE J. of Quantum Electron., Vol. QE-18, No.3, pp.343～351.(1982. 3)

30. T.Hong, Y.Suematsu, S.Chung & M.Kang : Harmonic Characteristics of laser diodes, J. of optical Comm., Vol.2, No.3, pp.42～48,(1982. 3)

31. T.Hong & Y.Suematsu : Harmonic distortion in direct modulation of injection lasers, Trans. of IECE of Japan, Vol. E62, No.3, pp.142～147,(1979. 3)

32. A. SV. Sudbϕ & L.Bjerkan : Nonlinear modulation response and relaxation oscillations in semiconductor injection lasers, IEEE J.of Quantum Electron., Vol. QE-19, No.10, pp.1542～1551,(1983.10)

33. K. Stubkjaer, M.Asada, S.Arai & Y.Suematsu : Spontaneous recombination, Gain and refractive index variation for 1.6μm wavelengh InGaAsP/InP lasers, Japanese J. of Applied Physics, Vol.20, No.8, pp.1499～1505,(1981. 8)

34. 孫珍鉉·柳大根·洪彰禧 : 半導體레이저의 高調波찌그러짐 特性, 韓國海洋大學 船舶工學 硏究所 論文集, 제 3 집, pp.33 ～ 47.(1984)

35. HITACHI Co. : Optoelectronic devices databook, pp.29～32.(1983. 3)

36. 佐藤健一等 : 廣帶域アナログ光傳送技術, 硏究實用化 報告, 33卷, 3號, pp.457 ～ 473, (1984)

37. 楓和久等 : 半導體レーザと 多モード光ファイバを用いた アナログ傳送系の歪の檢討, 信學技報, OQE-83-9, pp.65～70,(1983)

dCollection