レーザオリジナル

不均一な構造を有するDFBレーザの解析

大塚 憲史*・山内 紀克*

(1993年3月31日 受理)

Analysis of a DFB Laser with Nonuniform Structure

Norifumi OTSUKA* and Norikatsu YAMAUCHI*

(Received March 31, 1993)

We present analytical results, based on a wavetheoretical approach, on the lasing characteristics of a distributed feedback (DFB) laser with nonuniform structure, which the grating period gradually varies (called "chirped grating"). Numerical examples show that the symmetrical chirping profile is superior to the antisymmetrical one from the view of single mode lasing and also predict that the chirped DFB can suppress spatial hole burning at high power operations.

Key Words: Chirped grating, Wave theory, Single mode lasing.

1. はじめに

長距離、広帯域伝送を目的としたコヒーレント光通信のキーデバイスである半導体レーザには、可変波長、スペクトル幅の狭線、高出力が可能である単一縦モード発振を行うことが望まれる。分布帰還型(DFB)レーザ内部で光学格子の中心付近に位相シフトを設けた $\lambda/4$ シフトDFBレーザは、これを実現するものである。しかし、位相シフト半導体レーザは理論的には単一モード発振が可能ではあるが、高出力時において共振器内で界強度分布に不均一が生じるため、レーザ媒質が持つ非線形性により、軸方向空間ホールバーニング現象などの障害が起きる。この問題の解決方法としては、多重量子井戸(MQW)構造を導入した抑制法¹⁾など、

さまざまな報告がある。この論文では、 $\lambda/4$ シフトDFBレーザとは異なり、位相シフトがレーザ共振器全域にわたって連続的に分布する、つまり格子周期がゆるやかに変化する不均一な光学格子(以後“チャープ状光学格子”と呼ぶ)を用いても同様に安定した単一モード発振を実現できることを明らかにしている。

チャープ状光学格子の提案は、Kogelnikによる結合波理論を用いた理論的解析²⁾が最初である。以後、その理論をもとに、軸方向に不均一な屈折率を持つDFBレーザの発振しきい値特性に及ぼす影響³⁾などが報告されている。また、軸方向空間ホールバーニング現象の抑制に対しても、チャープ状DFBレーザが有効であることが報告^{4,5)}されている。しかし、結合波理論による解析は、光学格子内に存在する回折波を一つに限定しており、回折時の速波、遅波、あ

*名古屋工業大学工学部電気情報工学科(〒466 名古屋市昭和区御器所町)

*Department of Electrical and Computer Engineering, Faculty of Engineering, Nagoya Institute of Technology (Gokisocho, Showa-ku, Nagoya 466)

るいは外界との境界における回折波を無視し、また界の2次微分項も無視しているため、より厳密に光波の振る舞いを取り扱うには本質的に限界がある。これに対し、波動論的な解析方法⁶⁾では、上で述べたような結合波理論で無視された項を含めているので、より厳密にレーザー発振特性を評価できると期待される。

本論文では、波動論的解析方法を用いてチャープ状DFBレーザーの発振しきい値利得と、それに対する発振波長の特性方程式を導出する。続いて、発振時のレーザー共振器内部での軸方向界強度分布の解析を行い、これらの結果を用いて、チャープ状DFBレーザーの発振波長の単一性、発振開始利得の降下特性、安定性について論じている。

2. チャープ状DFBレーザーの基本構造

Fig. 1 にチャープ状DFBレーザーの基本構造を示す。この構造は、 y, z 方向に無限に広がる一次元構造とする。領域Ⅰ, Ⅲは、 x 軸の負, 正方向にそれぞれ半無限的に広がる外部領域であり、誘電率はそれぞれ ϵ_1, ϵ_3 (一定) とする。領域Ⅱは、光学的活性を持つ厚さ L のチャープ状誘電体格子であり、その誘電率を次の複素誘電率で表す。

$$\epsilon_2(x) = \overline{\epsilon_2(1 - j2\delta + \Delta \epsilon f(x))} \quad (|\delta|, |\Delta \epsilon| \ll 1) \quad (1)$$

ただし、 δ が負で利得性、正で損失性を表す。また、各領域での透磁率 μ は全ての領域で一定とする。式(1)の位相関数 $f(x)$ は、誘電体の格子周期に正弦波的な変化を仮定すると、次式となる。

$$f(x) = \cos(Kx + \Delta \cos(\Omega x)) \quad (2)$$

ただし、 Δ はチャープの強さを表すパラメータである。DFBレーザーで通常使用される幾何学的周期構造は、このような等価的な誘電体格子での置き換えが可能である。

Fig.1 A chirped DFB laser.

3. 特性方程式の導出

領域Ⅱにおいて、 x 軸方向に伝搬する波を考える。このとき電界は偏波方向を y 軸方向としても一般性を失わないので、 y 軸方向は単位ベクトルを j とすれば、 $E = j\psi(x)$ と置ける。Maxwellの方程式より、 $\psi(x)$ についてのスカラー波動方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + k_2^2(x)\psi(x) &= 0, \\ k_2^2(x) &= \omega^2 \epsilon_2(x) \mu \end{aligned} \quad (3)$$

次に、式(2)をFourier級数展開すれば次式となる。

$$\begin{aligned} f(x) &= \cos Kx \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n}(\Delta) \epsilon_n (-1)^n \cos 2n \Omega x \\ &\quad - 2 \sin Kx \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\Delta) (-1)^n \cos (2n+1) \Omega x \end{aligned} \quad (4)$$

ただし、 $J_n(\Delta)$: Bessel関数、

$$\epsilon_n = \begin{cases} 1 & (n=0) \\ 2 & (n \geq 1) \end{cases}$$

さらに、 $K = MQ$ (M : 整数) と置けば次式を得る。

$$\begin{aligned} f(x) &= (1/2) \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n}(\Delta) \epsilon_n (-1)^n \\ &\quad \cdot \{ \cos(M-2n) \Omega x + \cos(M+2n) \Omega x \} \\ &\quad - \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\Delta) (-1)^n \\ &\quad \cdot \{ \sin(M-2n-1) \Omega x + \sin(M+2n+1) \Omega x \} \end{aligned} \quad (5)$$

なお、 $\Delta \leq 1.5$ の範囲であれば、式(1)は実用上次式のように近似できる。

$$\epsilon_2(x) = \overline{\epsilon_2}(1-j2\delta) [1+2(\Delta\epsilon) \{A\cos MQx + B(\sin(M-1)Qx + \sin(M+1)Qx)\}] \quad (6)$$

ただし、 $A=J_0(\Delta)/2$, $B=-J_1(\Delta)/2$ とし、 $J_0(\Delta)$, $J_1(\Delta)$ はそれぞれ0次、1次Bessel関数である。

式(3)の係数の周期性からFloquetの定理より、その解を

$$\psi(x) = \phi(x) \exp(\gamma x) \quad (7)$$

と表すことができる。式(6)を、式(3)に代入し、

$$\xi = MQx/2 \quad (8)$$

$$\overline{k_2^2} = \omega^2 \overline{\epsilon_2} \mu \quad (9)$$

と置くと、次式を得る。

$$\frac{d^2 \phi}{d\xi^2} + 2\gamma \frac{d\phi}{d\xi} + (p + \gamma^2) \phi + 2\epsilon \left(A \cos 2\xi + B \sin \frac{2M-2}{M} \xi + B \sin \frac{2M+2}{M} \xi \right) \phi = 0 \quad (10)$$

ただし、

$$p = \left\{ \frac{2\overline{k_2}(1-j\delta)}{MQ} \right\}^2, \quad \epsilon = \Delta \epsilon p$$

3.1 摂動法による解近似

式(10)における ϵ を摂動パラメータに選び、 ϕ , p , γ も、 ϵ の級数和として、

$$\phi = \sum \phi_n \epsilon^n, \quad p = \sum p_n \epsilon^n, \quad \gamma = \sum \gamma_n \epsilon^n \quad (\gamma_0 = 0)$$

と書けるものと仮定する。これらを式(8)に代入し ϵ のべき乗で整理すれば、 ϵ の各べき乗の係数が0になる必要がある。このことから、以下の式が得られる。

・0次の項：

$$\frac{d^2 \phi_0}{d\xi^2} + p_0 \phi_0 = 0 \quad (11)$$

・1次の項：

$$\frac{d^2 \phi_1}{d\xi^2} p_0 \phi_1 + 2\gamma_1 \frac{d\phi_0}{d\xi} + p_1 \phi_0 + 2 \left(A \cos 2\xi + B \sin \frac{2M-2}{M} \xi + B \sin \frac{2M+2}{M} \xi \right) \phi_0 = 0 \quad (12)$$

・2次の項：

$$\frac{d^2 \phi_2}{d\xi^2} p_0 \phi_2 + 2\gamma_1 \frac{d\phi_1}{d\xi} + p_1 \phi_1 + 2 \left(A \cos 2\xi + B \sin \frac{2M-2}{M} \xi + B \sin \frac{2M+2}{M} \xi \right) \phi_1 + 2\gamma_2 \frac{d\phi_0}{d\xi} + (p_2 + \gamma_1^2) \phi_0 = 0 \quad (13)$$

微分方程式(11), (12), (13)の解 ϕ_0 , ϕ_1 , ϕ_2 を求めれば、式(10)の解 ϕ が得られる。ここで ϵ の2乗の項まで近似する。

・式(11)の解 ϕ_0 ：

1次Braggのみを取り扱うこととし、

$$p_0 = 1$$

とする。式(11)より、

$$\phi_0 = C \cos \xi + S \sin \xi \quad (C, S: \text{定数}) \quad (14)$$

・式(12)の解 ϕ_1 ：

式(12)に式(14)を代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \phi_1}{d\xi^2} \phi_1 + (2\gamma_1 S + p_1 C + AC) \cos \xi + AC \cos 3\xi \\ + BC \left(\cos \frac{M-2}{M} \xi + \cos \frac{M+2}{M} \xi \right) \\ - \cos \frac{3M-2}{M} \xi - \cos \frac{3M+2}{M} \xi \\ + (-2\gamma_1 C + p_1 S - AS) \sin \xi + AS \sin 3\xi \\ + BS \left(\sin \frac{M-2}{M} \xi + \sin \frac{M+2}{M} \xi \right) \\ + \sin \frac{3M-2}{M} \xi + \sin \frac{3M+2}{M} \xi \Big) \phi_1 = 0 \quad (15) \end{aligned}$$

ここで、有界な解のみを考えていることから、

$\cos \xi$, $\sin \xi$ の係数を 0 とすることにより, 次式を得る。

$$\gamma_1 = \pm \frac{1}{2} \sqrt{A^2 - p_1^2} \quad (16)$$

$$S = \mp \sqrt{A + p_1} \quad (\text{複合同順}) \quad (17)$$

$$C = \sqrt{A + p_1} \quad (18)$$

ただし, p_1 は後述する。

そして式(15)より,

$$\begin{aligned} \phi_1 = & C_0 \cos 3\xi + C_1 \sin \frac{M-2}{M} \xi + C_2 \cos \frac{M+2}{M} \xi \\ & + C_3 \cos \frac{3M-2}{M} \xi + C_4 \cos \frac{3M+2}{M} \xi \\ & + S_0 \sin 3\xi + S_1 \sin \frac{M-2}{M} \xi + S_2 \sin \frac{M+2}{M} \xi \\ & + S_3 \sin \frac{3M-2}{M} \xi + S_4 \sin \frac{3M+2}{M} \xi \quad (19) \end{aligned}$$

ただし,

$$\begin{aligned} C_0 &= N_{01} A C & S_0 &= N_{01} A S \\ C_1 &= N_{11} B S & S_1 &= N_{11} B C \\ C_2 &= N_{21} B S & S_2 &= N_{12} B C \\ C_3 &= -N_{31} B S & S_3 &= N_{31} B C \\ C_4 &= -N_{32} B S & S_4 &= N_{32} B C \end{aligned}$$

N_{ij} については, 後述する。

・式(13)の解:

式(13)に式(14), (19)を代入し, 整理する。
そして, ϕ_1 の時と同じように解の有界条件より, 次式を得る。

$$\gamma_2 = 0 \quad (20)$$

$$p_2 = -\gamma_1^2 - A^2 N_{01} - B^2 (N_{11} + N_{12} + N_{31} + N_{32}) \quad (21)$$

ϕ_2 も, ϕ_1 の時と同じように,

$$\phi_2 = C_{01} \cos 3\xi + C_{02} \cos 5\xi$$

$$+ C_{11} \cos \frac{M-2}{M} \xi + C_{12} \cos \frac{M+2}{M} \xi$$

$$\begin{aligned} & + C_{21} \cos \frac{M-4}{M} \xi + C_{22} \cos \frac{M+4}{M} \xi \\ & + C_{31} \cos \frac{3M-2}{M} \xi + C_{32} \cos \frac{3M+2}{M} \xi \\ & + C_{41} \cos \frac{3M-4}{M} \xi + C_{42} \cos \frac{3M+2}{M} \xi \\ & + C_{51} \cos \frac{5M-2}{M} \xi + C_{52} \cos \frac{5M+2}{M} \xi \\ & + C_{61} \cos \frac{5M-4}{M} \xi + C_{62} \cos \frac{5M+4}{M} \xi \end{aligned}$$

$$+ S_{01} \sin 3\xi + S_{02} \sin 5\xi$$

$$\begin{aligned} & + S_{11} \sin \frac{M-2}{M} \xi + S_{12} \sin \frac{M+2}{M} \xi \\ & + S_{11} \sin \frac{M-4}{M} \xi + S_{22} \sin \frac{M+4}{M} \xi \\ & + S_{31} \sin \frac{3M-2}{M} \xi + S_{32} \sin \frac{3M+2}{M} \xi \\ & + S_{41} \sin \frac{3M-2}{M} \xi + S_{42} \sin \frac{3M+4}{M} \xi \\ & + S_{51} \sin \frac{5M-2}{M} \xi + S_{52} \sin \frac{5M+2}{M} \xi \\ & + S_{61} \sin \frac{5M-4}{M} \xi + C_{62} \sin \frac{5M+2}{M} \xi \quad (22) \end{aligned}$$

ただし,

$$\begin{aligned} C_{01} &= N_{01} \{ 6\gamma_1 S_0 + p_1 C_0 - B(S_1 + S_2) \} \\ C_{02} &= N_{02} \{ A C_0 - B(S_3 + S_4) \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{11} &= N_{11} \left\{ 2\gamma_1 \frac{M-2}{M} S_1 + p_1 C_1 \right. \\ & \quad \left. + A(C_2 + C_3) + B S_0 \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{12} &= N_{12} \left\{ 2\gamma_1 \left(\frac{M+2}{M} \right) S_2 + p_1 C_2 \right. \\ & \quad \left. + A(C_1 + C_4) + B S_0 \right\} \end{aligned}$$

$$C_{21} = N_{21} B (S_2 + S_2)$$

$$C_{22} = N_{22} B (S_1 + S_4)$$

$$C_{31} = N_{31} \left\{ 2\gamma_1 \left(\frac{3M-2}{M} \right) S_3 + p_1 C_3 + A C_1 \right\}$$

$$C_{32}=N_{32} \left\{ 2\gamma_1 \left(\frac{3M+2}{M} \right) S_4 + p_1 C_3 + A C_2 \right\}$$

$$C_{41}=-N_{41}BS_1, \quad C_{42}=-N_{42}BS_2, \quad C_{51}=N_{51}(AC_3-BS_0), \quad C_{52}=N_{52}(AC_4-BS_0)$$

$$C_{61}=-N_{61}BS_2, \quad C_{62}=-N_{62}BS_4$$

$$S_{01}=N_{01} \{ -6\gamma_1 C_0 + p_1 S_0 + B(C_1+C_2) \}, \quad S_{02}=N_{02} \{ AS_0 + B(C_3+C_4) \}$$

$$S_{11}=N_{11} \left\{ -2\gamma_1 \frac{M-2}{M} C_1 + p_1 S_1 - A(S_2-S_3) - BC_0 \right\}$$

$$S_{12}=N_{12} \left\{ -2\gamma_1 \frac{M+2}{M} C_2 + p_1 S_2 - A(S_1-S_4) - BC_0 \right\}$$

$$S_{21}=N_{21}B(C_2-C_3), \quad S_{22}=N_{22}B(C_1-C_4)$$

$$S_{31}=N_{31} \left\{ -2\gamma_1 \left(\frac{3M-2}{M} \right) C_3 + p_1 S_3 + AS_1 \right\}$$

$$S_{32}=N_{32} \left\{ -2\gamma_1 \left(\frac{3M+2}{M} \right) C_4 + p_1 S_4 + AS_2 \right\}$$

$$S_{41}=N_{41}BC_1, \quad S_{42}=N_{42}BC_2, \quad S_{51}=N_{51}(AS_3+BC_0), \quad S_{52}=N_{52}(AS_4+BC_0)$$

$$S_{61}=N_{61}BC_3, \quad S_{62}=N_{62}BC_4$$

また, ϕ_1, ϕ_2 における, N_{ij} を以下に示す。

$$N_{01}=8^{-1}, \quad N_{02}=24^{-1}$$

$$N_{11}=\left\{ \left(\frac{M-2}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}, \quad N_{12}=\left\{ \left(\frac{M+2}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}$$

$$N_{21}=\left\{ \left(\frac{M-4}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}, \quad N_{22}=\left\{ \left(\frac{M+4}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}$$

$$N_{31}=\left\{ \left(\frac{3M-2}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}, \quad N_{32}=\left\{ \left(\frac{3M+2}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}$$

$$N_{41}=\left\{ \left(\frac{3M-4}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}, \quad N_{42}=\left\{ \left(\frac{3M+4}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}$$

$$N_{51}=\left\{ \left(\frac{5M-2}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}, \quad N_{52}=\left\{ \left(\frac{5M+2}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}$$

$$N_{61}=\left\{ \left(\frac{5M-4}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}, \quad N_{62}=\left\{ \left(\frac{5M+4}{M} \right)^2 - 1 \right\}^{-1}$$

また, p_1 は, $p=p_0+\epsilon p_1+\epsilon^2 p_2$ に, $p_0=0$ と, 式(16), (21)を代入すると, 次式で表される。

$$p_1=\frac{2}{\epsilon} \left[-1 \pm \left\{ p+\epsilon^2 A^2 \left(\frac{1}{4}+N_{01} \right) + \epsilon^2 B^2 (N_{11}+N_{12}+N_{31}+N_{32}) \right\}^{1/2} \right] \quad (23)$$

ただし, p_1 は摂動で生じた項であるので, 式(23)で, 絶対値の小さい方を p_1 の値とする。

式(8), (12), (17), (18), (20)より, 解は次式となる。

$$\phi(\xi) = (\phi_0 + \varepsilon \phi_1 + \varepsilon^2 \phi_2) \exp\left(\frac{2\varepsilon \gamma_1}{MQ} \xi\right) \quad (24)$$

ここで, 式(7)より式(16)の γ_1 の値が,

$$\gamma_1 = + \frac{1}{2} \sqrt{A^2 - p_1^2}$$

と選んだときの ϕ を ϕ_1 とし,

$$\gamma_1 = - \frac{1}{2} \sqrt{A^2 - p_1^2}$$

と選んだときの ϕ を ϕ_2 とすると, 領域Ⅱの電界 ϕ は, ϕ_1 と ϕ_2 の1次結合で表される。

$$\phi(\xi) = P\phi_1(\xi) + Q\phi_2(\xi) \quad (P, Q: \text{定数}) \quad (25)$$

3.2 発振条件

電界ベクトルを y 軸成分のみと仮定したので, 磁界ベクトルは z 軸成分のみとなる。領域Ⅰ, Ⅱ, Ⅲの電磁界分布は, 次のように表される。

$$E_1(x) = R_1 \exp(jk_1(x-x_1)) \quad (26)$$

$$E_2(x) = P\phi_1(x) + Q\phi_2(x) \quad (27)$$

$$E_3(x) = R_2 \exp(-jk_3(x-x_2)) \quad (28)$$

$$H_i(x) = - \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_i(x)}{\partial x} \quad (i=1,2,3) \quad (29)$$

境界での電磁界の連続性より,

$$E_1(x_1) = E_2(x_1), \quad E_2(x_2) = E_3(x_2) \quad (30)$$

$$H_1(x_1) = H_2(x_1), \quad H_2(x_2) = H_3(x_2) \quad (31)$$

式(26)-(31)より, 次の連立方程式が導出される。

$$\begin{bmatrix} D_{11} & D_{21} \\ D_{12} & D_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P \\ Q \end{bmatrix} = 0 \quad (32)$$

$$D_{11} = jk_1 \phi_1(x_1) - \frac{\partial \phi_1(x_1)}{\partial x}$$

$$D_{12} = -jk_3 \phi_1(x_2) - \frac{\partial \phi_1(x_2)}{\partial x}$$

$$D_{21} = jk_1 \phi_2(x_1) - \frac{\partial \phi_2(x_1)}{\partial x}$$

$$D_{22} = -jk_3 \phi_2(x_2) - \frac{\partial \phi_2(x_2)}{\partial x}$$

ここで, 式(32)の解 P, Q が存在するためには, 未定定数 p における複素伝搬定数 $k_2(1-j\delta)$ が,

$$D_{11}D_{22} - D_{12}D_{21} = 0 \quad (33)$$

を満たす必要がある。これがチャープ状DFBレーザの発振しきい値利得と発振波長を決定する特性方程式である。

4. 数値解析例

Fig.2 Three models of chirped DFB laser.

Fig. 2 は, チャープ状格子の幾何学的波長が減少し, 増加する場合(1)と, 増加し, 減少する場合(2), 単に増加する場合(3)をモデル化したものである。今回はこの3つのモデルについての解析を行った。

(解析条件) $\Lambda = 2\pi/MQ$

(1), (2): $M=1000$, (3): $M=2000$

(1)~(3)共通: $\Omega=1.0$, $\varepsilon_1=\varepsilon_2=1.0$

$\Delta\varepsilon=0.01$

Fig. 3 の(1)~(3)は, それぞれモデル(1)

(1)

(2)

(3)

Fig.4 Field intensity distribution of long wavelength mode of model (1).

～(3)の、チャープの強さに対するBragg波長の前後に存在する2モードの発振しきい値利得特性と、その時の発振波長特性である。図において前者は実線で、また後者は点線で示してある。発振波長はBragg波長で規格化し、値の大

Fig.4 Field intensity distribution of long wavelength mode of model (1).

きいほうを長波長モード、小さいほうを短波長モードと呼び、図中でそれぞれL,Sと区別している。

Fig. 4 は、モデル(1)における領域Ⅱにおける長波長モード発振時の界強度分布である。ただし、電界の振幅を2乗し、その最高値をプロットしたものを示す。モデル(2)における、短波長モードの界強度分布は、Fig. 4 とほぼ同じ特性であるので、ここでは割愛する。

5. 検討

通常のDFBレーザでは、Bragg波長の前後に長、短波長が同時に2個発振するが、これはFig. 3において $\Delta=0$ に対応している。このようなDFBレーザの格子構造にチャープを加えると、ポンピング条件を適当に選べば、Fig. 3より長波長モード、あるいは短波長モードのみを単独で発振させ得ることが分かる。その際、Fig. 3 (1), (2)より、モデル(1)のチャープ構造では長波長モードを、またモデル(2)では短波長モードを単独発振モードとすることができる。なお、Fig. 3 (3)より、これとは逆に、モデル(3)では Δ を増加しても、長、短波長モードは共にほぼ同じしきい値利得を示し、通常のDFBレーザと同様に2つのモードが同時発振する。以上より、単一モード、低利得発振を目的とする場合には、左右対称構造を持つチャープ状DFBレーザが有効であると言える。

さらに、Fig. 4 より、 Δ を増加していくと、

領域Ⅱでの長波長モード発振時の界強度分布が次第に平坦になる。これより、モデル(1)は、界分布が不均一となる恐れのある $\lambda/4$ シフトDFBレーザと比べて、利得飽和が起こりにくく、安定した発振を継続できる。モデル(2)の短波長モード発振時も同様である。

6. 結び

本研究では、チャープ状DFBレーザの解析を厳密に行うため、波動論的な手法で行った。その結果、低利得で、かつ安定した単一モード発振が可能であることが分かった。

今後は、手法としては、より厳密に行うために近似の精度を高め、また構造としては、チャープ状格子を縦続した場合の解析をする事が課題である。

謝辞

本研究を進めるにあたって有益な御討論を頂いた橋本敬氏に深く感謝致します。

参考文献

- 1) 青木雅博他：電子情報通信学会光・量子エレクトロニクス研究報告, OQE90-57, (1990).
- 2) H. Kogelnik: Filter Response of Nonuniform Almost-Periodic (The Bell System Technical Journal Vol. 55, No.1, 1976) p.109.
- 3) 鈴木明他：電子情報通信学会光・量子エレクトロニクス研究報告, OQE77-88, (1978).
- 4) P. Zhou and G. S. Lee: Appl. Phys. Lett. 56 (1990) 1400.
- 5) P. Zhou and G. S. Lee: Appl. Phys. Lett. 58 (1991) 331.
- 6) 佐藤孝人他：電子情報通信学会光・量子エレクトロニクス研究報告, OQE90-120, (1990).