レーザーオリジナル

赤色半導体レーザーの高出力化

波多腰 玄一*・植松 豊*

(1989年7月27日 受理)

High Power Operation of Visible-Light Laser Diodes

Gen-ichi HATAKOSHI* and Yutaka UEMATSU*

(Received July 27, 1989)

High-power InGaAlP laser diodes with a narrow-stripe and a broad-stripe structures have been investigated. Reduction in the optical power density at the cavity facet is effective for the realization of high power operation for both types of lasers. A broad-stripe structure is useful for obtaining high output power levels exceeding 100mW. In designing such high power InGaAlP lasers, thermal effects are very important, because InGaAlP has high thermal resistivity. The simulation analysis performed by using a self-consistent heat conduction model shows that the temperature rise in the active layer is considerably influenced by the cavity length and the cladding layer thickness, as well as heat sink/submount materials. High-power operation with output power levels exceeding 100mW was realized for a broad stripe InGaAlP laser with optimized structural parameters mounted on a diamond heat sink.

Key Words : InGaAlP laser, Visible wavelength, High power operation, Broad stripe structure, Thermal analysis

1. はじめに

0.6 μ m帯の可視域に発振波長を持つInGaAlP半導体レーザー¹⁻³⁾は光ディスクの高密度化やレーザープリンターの高速化等、光情報処理機器の高機能化を可能とする光源として注目されている。既に光出力5mW以下の利得導波型赤色半導体レーザー⁴⁻⁶⁾は製品化され、バーコードリーダー等の光源として使われ始めており、光ディスク等への応用を目的とした屈折率導波型レーザーも製品化が開始されている。一方、GaAlAs系で既に実用化されている30mWクラスの高出力レーザーに関しては、この材料系

においても初期特性としての報告はあるものの、信頼性を含めた実用化に対してはまだ多くの課題がある。特に、この材料系はGaAlAs系に比べて熱抵抗率が大きいため、高出力化のためには、熱特性を考慮したデバイス設計が必要である。本論文ではInGaAlP材料による赤色半導体レーザーの高出力化について、シミュレーション解析による検討と、横モード制御レーザーおよび広ストライプ構造レーザーでの実験結果を述べる。

2. 横モード制御赤色レーザーの高出力化

InGaAlP系における横モード制御レーザー

* (株) 東芝 総合研究所 (〒210 川崎市幸区小向東芝町1)

* Toshiba Research and Development Center (1, Komukai Toshiba-cho, Saiwai-ku, Kawasaki 210)

Fig. 1 Configuration of SBR-type InGaAlP laser diodes.

として SBR (Selectively Buried Ridge Waveguide) レーザー⁷⁻⁹⁾ の構造を Fig. 1 に示す。このレーザーでは GaAs 電流狭窄層が発振波長に対して吸収損失を与えるため、ストライプ外側で実効屈折率が低くなり、これにより水平方向の横モード閉じ込めが実現される。安定な横モードを得るには、ストライプ部とストライプ外との実効屈折率差 ΔN が適切な範囲にある必要がある。活性層が InGaP、クラッド層が InAlP の場合の ΔN と構造パラメータとの関係を Fig. 2 に示す。高注入におけるプラズマ効果による屈折率変化は、この材料系の場合、

$$\delta n_r \sim -6 \times 10^{-22} n(n: [\text{cm}^{-3}]) \quad (1)$$

で与えられ、例えば注入キャリア濃度を $n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ とすると、 $\delta n_r \sim -6 \times 10^{-3}$ となる。したがって、実効屈折率差 ΔN はこのオーダー以上の値に設計する必要がある。

高出力化のためにまず留意しなければならないのは、端面の光パワー密度の低減である。出

Fig. 2 Typical effective refractive-index difference calculated for SBR laser.

射端面の反射率を R 、活性層の光閉じ込め係数を Γ_a とすると、端面の光パワー密度 P_d は次式で与えられる。

$$P_d \propto (\Gamma_a/d)(1+R)/(1-R) \quad (2)$$

活性層が $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ 、クラッド層が $\text{In}_{0.5}(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x)_{0.5}\text{P}$ の場合の、 R および Γ_a と活性層厚 d との関係をそれぞれ Fig. 3, Fig. 4 に示す。この材料系の特徴の一つとして、InGaP/InGaAlP ヘテロ接合における伝導帯側のバンド不連続が GaAlAs 系等に比べて小さい¹⁰⁾ ことが挙げられ、そのため十分なキャリア閉じ込めを行うには活性層とクラッド層とのバンドギャップ差を比較的大きな値にとる必要がある。したがって、活性層とクラッド層との屈折率差も必然的に大きくなり、端面反射率の活性層厚依存性が大きくなる。Fig. 3 に示したように、クラッド層が

Fig. 3 Facet reflectivity as a function of the active layer thickness.

Fig. 4 Optical confinement factor as a function of active layer thickness.

InAlP ($x=1$) だと活性層厚によっては R が 40 % を越える場合もあるので、デバイス設計においては R を正確に見積もる必要がある。Fig. 3 Fig. 4 に示した R , Γ_a の d 依存性からわかるように(2)式における P を小さくするには活性層厚 d の低減が大きな効果がある。

Fig. 1 の SBR レーザーでは、光パワー密度 P_d はストライプ部の層構造だけでなく、水平方向の横モード分布にも依存するため、正確には(2)式ではなく 2 次元のモード分布を考慮した解析が必要である。Fig. 5 に、導波モードの 2 次元分布を考慮したモデルにより計算した、ストライプ幅 5 μm の SBR レーザーにおける規格化光パワー密度と活性層厚 d との関係を示す。ここで規格化光パワー密度は単位光出力に対する端面光パワー密度のピーク値として定義してある。Fig. 5 で、活性層—電流狭窄層間距離 h が大きい程、規格化光パワー密度が低いのは、Fig. 2 に示したように水平方向の実効屈折率差 ΔN が小さくなり、モードの横方向の広がりが大きくなることによる。 h および d が大きい領域で光パワー密度の活性層厚依存性が異なっているのは、利得導波の影響が現れているためである。このように ΔN が小さいと利得導波性が強くなり、非点隔差の増大を招く¹¹⁾ので、 h を大きくすることによる光パワー密度低減は望ましくない。一方、活性層薄膜化による光パワー密度低減は、 Γ_a の低減に起因したしきい値

Fig. 5 Dependence of the normalized power density on the structural parameters for an SBR laser.

上昇があるため、活性層厚の最適化が必要である。解析および実験によれば、 $d \geq 0.04 \mu\text{m}$ の領域では、しきい電流密度の上昇は顕著ではない。

Fig. 6 に、活性層厚を 0.04 μm 、ストライプ幅を 5 μm として試作した SBR レーザーの電流—光出力特性を示す^{8,9)}。端面コーティングなしで 30 mW 近くの室温連続発振が得られている。Fig. 7 に示すように高出力においても遠視野像は単峰形状で、基本横モードで発振していることを示している。なおこのレーザーは、パルス動作では 100 mW 以上の光出力が得られた。

3. 広ストライプ構造による高出力化

InGaAlP レーザーにおける COD (瞬時光学損傷) 光パワー密度は、実験によると、レーザー内部のピークパワーに換算して 1 ~ 5 MW/cm² である。この値は端面コーティング等によ

Fig. 6 Current-light output characteristics of a high power SBR laser.

Fig. 7 Far-field profile in the direction parallel to the junction plane for a high power SBR laser.

り改善される余地はあるが、いずれにしても高出力化を制限する要因の一つとなる。この値を用いると、例えば光出力 100 mWを得るには、上で定義した規格化光パワー密度を $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ 以下にする必要があるが、Fig. 5 からわかるように、狭ストライプ構造でこれを実現するのは困難である。光パワー密度を小さい値に保ったまま高出力を得る比較的簡単な方法として広ストライプ化がある。GaAlAs系では広ストライプ量子井戸レーザーにより光出力数Wの連続発振が実現されており¹²⁾、またInGaAlP系においても広ストライプ化による高出力発振の報告がある³⁾。ここでは、広ストライプInGaAlPレーザーについて、特にこの材料系で問題となる熱特性の解析を中心とした検討結果を述べる。

Fig. 8 にストライプ幅と規格化光パワー密度との関係を示す。この図から、例えば活性層厚 $d = 0.04 \text{ } \mu\text{m}$ 、ストライプ $W = 40 \text{ } \mu\text{m}$ とすると、規格化光パワー密度は $2.6 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ となり、100 mWレベルの光出力が得られる可能性がある。一方、このような高出力動作では、活性層の温度上昇が動作電流増大を招き、最大光出力を制限するため、温度上昇を最小にするような構造最適化が必要である。そこで高出力動作に伴う熱特性を明らかにするため、電流分布、

Fig. 8 Normalized power density as a function of the active layer thickness and the stripe width.

導波モードおよび熱伝導をセルフコンシステントに扱ったモデル^{13,14)}により、InGaAlPレーザーの熱伝導解析を行った。

Table I に熱伝導モデルで考慮している発熱領域および発熱要因を示す。このうち、まず活性層での発熱量 Q_a は非発光再結合による発熱、自然放出光の寄与および発振導波モードに対する損失の和として表される。すなわち、

$$Q_a = Q_a^{(nr)} + Q_a^{(s)} + Q_a^{(m)} \quad (3)$$

非発光再結合による発熱 $Q_a^{(nr)}$ は自然放出光の内部量子効率 η_{is} および発振後の内部量子効率 η_i を用いて、次式で与えられる。

$$Q_a^{(nr)} = V_j I_{th} (1 - \eta_{is}) + V_j (I - I_{th}) (1 - \eta_i) \quad (4)$$

ここで V_j は接合電圧 ($= 1.24/\lambda$)、 I_{th} はしきい電流値、 I は動作電流である。また、自然放出光による発熱 $Q_a^{(s)}$ は次式で表される。

$$Q_a^{(s)} = V_j I_{th} \eta_{is} c_s \quad (5)$$

上式の c_s は自然放出光のうち全反射で活性層内に閉じ込められる割合で、活性層およびクラッド層の屈折率 n_a 、 n_c を用いて次のように表

Table I Heat source considered in the thermal analysis.

heat source region	heat generation depending on current distribution		heat generation depending on optical-mode distribution
	series resistance, non-radiative recombination	absorption of spontaneous emission	optical-mode loss
active layer	$Q_a^{(nr)}$	$Q_a^{(s)}$	$Q_a^{(m)}$
cladding layer	$Q_{c1}^{(r)}, Q_{c2}^{(r)}$		$Q_{c1}^{(m)}, Q_{c2}^{(m)}$
substrate, contact layer		$Q_s^{(s)}$	$Q_s^{(m)}$

される¹⁵⁾。

$$c_s = \{1 - (n_c/n_a)^2\}^{1/2} \quad (6)$$

(3)式の最後の項は導波モードに対する損失を表しており、共振器内部の光パワー P_i を用いて次式で与えられる。

$$Q_a^{(m)} = \Gamma_a \alpha_0 L P_i \quad (7)$$

ここで Γ_a は活性層の光閉じ込め係数、 α_0 は自由キャリア損失、また L は共振器長である。

クラッド層での発熱は、直列抵抗による発熱および自由キャリア損失による発熱を考えた。 n クラッド層および p クラッド層での発熱量をそれぞれ Q_{c1} 、 Q_{c2} とすると、

$$Q_{c1} = Q_{c1}^{(r)} + Q_{c1}^{(m)} \quad (8)$$

$$Q_{c2} = Q_{c2}^{(r)} + Q_{c2}^{(m)} \quad (9)$$

上式で直列抵抗による発熱は n クラッド層および p クラッド層の抵抗 R_{c1} 、 R_{c2} を用いて、次のように表される。

$$Q_{c1}^{(r)} = I^2 R_{c1} \quad (10)$$

$$Q_{c2}^{(r)} = I^2 R_{c2} \quad (11)$$

また、自由キャリア損失による発熱は

$$Q_{c1}^{(m)} = \Gamma_{c1} \alpha_0 L P_i \quad (12)$$

$$Q_{c2}^{(m)} = \Gamma_{c2} \alpha_0 L P_i \quad (13)$$

で与えられる。ここで Γ_{c1} 、 Γ_{c2} はクラッド層

の光閉じ込め係数である。発熱領域をさらに細分化する場合には、 Γ_c として細分化した各領域の光閉じ込め係数を用いればよい。

InGaAlP レーザーでは基板およびコンタクト層に、発振波長に対して吸収損失を与えるGaAs層を用いているため、この領域での発熱も考慮した。GaAs層での発熱の総和 Q_s は次式で与えられる。

$$Q_s = Q_s^{(s)} + Q_s^{(m)} \quad (14)$$

ここで $Q_s^{(s)}$ は自然放出光の吸収を表しており、(6)式の c_s を用いて次式で与えられる。

$$Q_s^{(s)} = V_j I_{th} \eta_{is} (1 - c_s) \quad (15)$$

また、 $Q_s^{(m)}$ は導波モード損失 α_m に起因した発熱で、次のように表される。

$$Q_s^{(m)} = \alpha_m L P_i \quad (16)$$

以上の式の中で P_i は本来、共振器方向 z の関数であるが、本モデルでは z 依存性を考えず、共振器内光強度分布の平均値として与えた。このとき、レーザー両端面から出射する光出力の和 P_0 と P_i とは以下の関係にある。

$$P_0 = (P_i/2) \ln[1/(R_1 R_2)] \quad (17)$$

この関係を用いると(7)、(12)、(13)、(16)式の和 $Q^{(m)}$ は

$$Q^{(m)} \cong (\alpha_0 + \alpha_m) L P_i$$

$$= V_j (I - I_{th}) (\eta_i - \eta_d) \quad (18)$$

と表され、上で述べた全発熱量に光出力 $P_o (= \eta_d V_j (I - I_{th}))$ を加えたものが入力パワー VI に等しくなることがわかる。

シミュレーションでは、上記の発熱による活性層温度上昇をもとにしきい値を計算しているが、発熱量自体がしきい値の関数となっているため、これらをセルフコンシステントに解いている。また電流分布に依存した利得分布を考慮して導波モードの計算を行い、上記の $\Gamma_a, \Gamma_c, \alpha_m$ 等を求めた。計算モデルでは、レーザーチップに接した $300 \mu\text{m}$ 厚のサブマウントを考え、それがさらに熱伝導率の十分大きいヒートシンクに接していると仮定した。Fig. 9 にサブマウント材がダイヤモンド（熱伝導率 $\sim 2000 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ ）の場合およびシリコン（熱伝導率 $\sim 150 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ ）の場合のストライプ部近傍の温度分布を示す。ここで、レーザーの活性層厚は $0.04 \mu\text{m}$ 、ストライプ幅 $40 \mu\text{m}$ 、共振器長 $600 \mu\text{m}$ とした。図からわかるように、ヒートシンクの違いにより、ストライプ近傍の温度分布形

Fig. 9 Temperature distribution near stripe region for (a) diamond submount and (b) Si submount.

Fig. 10 Temperature rise in the active layer as a function of the cavity length and the cladding layer thickness for a broad-stripe InGaAlP laser with a 100 mW output power.

状はあまり変わらないが、活性層温度上昇の絶対値は大きく異なる。したがって、サブマウント材およびヒートシンク材の選択はデバイスの熱特性に大きな影響を与えることがわかる。なお、ここではヒートシンクの熱伝導率は十分大きいとしたが、実際のデバイスでは有限の値であり、その熱抵抗による温度上昇分が加算されることになる。

Fig. 10 に、光出力 100 mW の場合の、活性層温度上昇 ΔT と構造パラメータとの関係を示す。図から、長共振器化による熱抵抗低減が ΔT を小さくすることに有効であることが明らかである。またさらに、クラッド層厚 H にも最適値があることがわかる。 H が小さいと基板およびコンタクト層の GaAs における導波モードの吸収に起因したしきい値上昇により、 ΔT が増大する。一方、 H が大きいと熱抵抗の増加およびクラッド層での発熱により、やはり ΔT が大きくなる。

Fig. 11 に、試作した広ストライプ構造 In-GaAlP レーザーの電流-光出力特性を示す。活性層厚 $0.04 \mu\text{m}$ 、ストライプ幅 $40 \mu\text{m}$ 、共振器長 $600 \mu\text{m}$ とし、サブマウントとしてダイ

Fig. 11 Current-light output characteristic of a broad stripe InGaAlP laser.

Fig. 12 Far-field profiles of the output beam for a broad stripe InGaAlP laser.

ダイヤモンドを用いた。図からわかるように、100 mW以上まで連続発振が得られている。なお、ダイヤモンドサブマウントを用いない場合には、100 mW以下で熱の影響による電流-光出力特性の飽和が現れた。

Fig. 12 に、接合面に垂直方向および平行方向の遠視野像を示す。水平方向遠視野像の形は光出力に依存して変化するが、光出力50 mWまでは単峰形状の遠視野像が得られた。なおこれらの結果は端面コーティングを施してない素子で得られたものである。端面コーティングの反射率制御により、さらに高出力化が可能と考え

られる。

4. まとめ

InGaAlP 材料による横モード制御レーザーおよび広ストライプ構造レーザーにおける高出力化について述べた。この材料系はGaAlAs系に比べて熱抵抗率が大きいため、これを考慮したデバイス設計が必要である。特に高出力動作では、ヒートシンクを含めたデバイス構造の最適化が必要となる。広ストライプ構造レーザーでは、活性層薄膜化、長共振器化およびダイヤモンドヒートシンクの使用により、光出力 100 mW以上の連続発振が得られた。

参考文献

- 1) 植松 豊：レーザー研究 16 (1988) 724.
- 2) 鈴木徹：応用物理 56 (1987) 990.
- 3) M. Ikeda, K. Nakano, A. Toda, Y. Mori and C. Kojima : Jpn. J. Appl. Phys., 26, Suppl. 26-4 (1987) 101.
- 4) H. Shiozawa, H. Okuda, M. Ishikawa, G. Hatakoshi and Y. Uematsu : Electron. Lett. 24 (1988) 877.
- 5) 奥田 肇, 石川正行, 塩澤秀夫, 渡辺幸雄, 板谷和彦, 新田康一, 波多腰玄一, 国分義弘, 植松豊：信学技報, OQE88-10 (1988) 65.
- 6) H. Okuda, M. Ishikawa, H. Shiozawa, Y. Watanabe, K. Itaya, K. Nitta, G. Hatakoshi, Y. Kokubun and Y. Uematsu : IEEE J. Quantum Electron. 25 (1989) 1477.
- 7) M. Ishikawa, Y. Ohba, Y. Watanabe, H. Nagasaka, H. Sugawara, M. Yamamoto and G. Hatakoshi : Extended Abstracts, 18th Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo (1986) 153.
- 8) M. Ishikawa, K. Itaya, Y. Watanabe, G. Hatakoshi, H. Sugawara, Y. Ohba and Y. Uematsu : Extended Abstracts, 19th Conf. on Solid State Devices and Materials, Tokyo (1987) 115.
- 9) 石川正行, 板谷和彦, 渡辺幸雄, 波多腰玄一, 菅原秀人, 大場康夫, 植松豊：信学技報 OQE87-46 (1987) 115.
- 10) M. O. Watanabe and Y. Ohba : Appl. Phys. Lett. 50 (1987) 906.
- 11) 波多腰玄一, 石川正行, 長坂博子, 渡辺幸雄, 大場康夫：昭61電子通信学会光・電波部門全国大会 (1986) 212.
- 12) 須山尚宏, 近藤雅文, 細田昌宏, 早川利郎, 山本三郎, 土方俊樹：レーザー研究 16 (1988) 758.

- 13) 波多腰玄一, 鈴木真理子, 茂木直人, 石川正行,
植松 豊: 昭63電子情報通信学会春期全国大
会 (1988) C-367. and Y. Uematsu : Trans. IEICE Jpn. **E71** (1988)
315.
- 14) G. Hatakoshi, M. Suzuki, N. Motegi, M. Ishikawa
15) J. S. Manning : J. Appl. Phys. **52** (1981) 3179.