特集

超高速変調半導体レーザー

魚見和久*・茅根直樹*

(1988年9月26日 受理)

High Speed Modulation Semiconductor Lasers

Kazuhisa UOMI*, and Naoki CHINONE*

(Received September 26, 1988)

In this paper, we discuss the high speed modulation semiconductor lasers. Among them, emphasis is placed on the relaxation oscillation frequency which determine the intrinsic upper limit for the direct modulation bandwidth. We demonstrated that modulation doped MQW lasers have superior properties for high bit rate optical communications such as high relaxation oscillation frequency and low spectral chirping.

Key Words: Modulation-doped-MQW-Lasers, High speed semiconductor lasers.

1. はじめに

半導体レーザーは小型高効率で直接変調が可能であるため、光通信、光情報処理用光源として開発が進められている。特に光通信の分野においては、伝送速度 400 Mbit/s の日本縦断光ファイバ通信システムが既に商品化されている。現在、NTT が伝送速度 1.6 Gbit/s システムのフィールド試験中であり、その一部実用化も開始されている。さらに、全世界的構想である広帯域 ISDN (Integrated Services Digital Network) では、その幹線伝送系の伝送速度は 10 Gbit/s となる見通しである。このような光ファイバ通信の大容量化に伴い、その光源である半導体レーザーの直接変調時の高帯域化の研究が活発に進められている。

本論文では、まず半導体レーザーの変調周波数帯域を制限している要因について述べる。その後、半導体レーザーの変調周波数帯域の本質的要因である緩和振動周波数に対して、量子井戸型半導体レーザー、及び我々の提案した変調ドープ多重量子井戸半導体レーザーが極めて有効であることを述べる。

2. 半導体レーザーの変調周波数帯域

半導体レーザーの変調周波数特性 $R(\omega)$ は良く知られているように、キャリア密度と光子密度の時間変化を扱うレート方程式を小信号解析することにより、次式で与えられる¹⁾。

$$R(\omega) = \frac{\omega_r^4}{(\omega^2 - \omega_r^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \quad (1)$$

* 日立中央研究所 (〒185 国分寺市東恋ヶ窪1-280)

* Central Research Laboratory, Hitachi LTD., (Kokubunji, Tokyo 185, Japan)

$$\omega_r = 2\pi f_r \quad (2)$$

$$f_r = (1/2\pi) \sqrt{GP_0/\tau_p} \quad (3)$$

$$\Gamma = Kf_r^2 \quad (4)$$

ここで、 f_r は緩和振動周波数、 Γ はダンピング定数、 G は微分利得、 P_0 は光子密度、 τ_p は光子のライフタイムである。

(1)式から明らかなように半導体レーザーの周波数特性を決定している要因は、緩和振動周波数 f_r 、ダンピング定数 Γ である。しかし、実際の半導体レーザーには寄生インピーダンスが存在し、周波数特性が悪化する。以下、この3点と半導体レーザーの周波数特性との関連について議論したい。

2.1 寄生インピーダンス

寄生インピーダンスの存在は半導体レーザー素子に印加した高周波信号電流に対する活性層へ注入される信号電流の割合を低下させる。その主な成分は活性層ストライプ外部の寄生容量であり、これによる周波数帯域 f_{3dB} は、 $f_{3dB} = 1/2\pi CR$ (C : 寄生容量, R : 直列抵抗) で与えられる。従来の半導体レーザーでは、 C が10 pF以上存在するため、周波数帯域は約3 GHzに制限されていた。寄生容量低減化のアプローチは次の3点に大別され、寄生容量による周波数帯域は、20GHz以上に達している。

- 1) ストライプ近傍以外の埋込層を除去したメサ型BHレーザー (C : 2~5 pF)^{2,3)}。
- 2) 高抵抗半導体層で埋め込んだBHレーザー (C : 2 pF)⁴⁾
- 3) 有機絶縁膜で埋め込んだBHレーザー (C : 1~2 pF)^{5,6)}

2.2 緩和振動周波数 f_r

緩和振動周波数 f_r は(2)式で与えられ、通常の半導体レーザーでの最大値は、GaAlAs系で5~6 GHz、InGaAsP系で約10 GHzである。 f_r を増大する方法として、LauとYarivの研究グループはGaAlAs系半導体レーザーに関し、短

共振器化により τ_p を低減し、8 GHzの f_r を実現し⁷⁾、またBHレーザーの端面を透明化することにより、端面破壊レベルを増大し P_0 を上昇、 f_r を11 GHzまで増大した⁸⁾。

最近、 f_r を増大する方法として微分利得 G を増大する研究が注目されている。これについては、次章で詳しく述べたい。

2.3 ダンピング現象

(1)式中に Γ 因子として表現されるダンピング現象の存在は、緩和振動周波数での共振ピーク強度を減少させるばかりでなく、緩和振動周波数以上での応答特性を劣化させる。このダンピング現象の物理的メカニズムとしては、バンド内緩和現象によるスペクトラルホールバーニング¹⁾空間的ホールバーニング⁹⁾等のモデルが考えられるが、まだその詳細は明らかでなく、今後の研究課題である。

3. 緩和振動周波数の増大

本章ではまず緩和振動周波数と微分利得の関係について議論する。次に量子井戸型半導体レーザーの量子サイズ効果、及び変調ドープ多重量子井戸半導体レーザーの量子サイズ効果+変調ドープ効果により、緩和振動周波数が大幅に増大することを述べる。

緩和振動周波数 f_r を決定する重要な因子の微分利得 G は次式で与えられる。

$$G = (c_0/n_r) \partial g / \partial n \quad (5)$$

ここで c_0 は光速、 n_r はレーザー媒質の屈折率、 g は利得、 n はキャリア密度である。利得 g は、双極子モーメント $|M_b|^2$ 、還元状態密度 D_{red} 、電子と正孔に関するFermi-Dirac関数 f_{cfv} を用いて次式で表される。

$$g = |M_b|^2 D_{red} (f_c - f_v) \quad (6)$$

3.1 量子井戸構造による緩和振動周波数の向上

量子井戸構造においては、通常のダブルヘテ

Fig. 1 Calculated relaxation oscillation frequency of the MQW lasers normalized by that of conventional DH laser as a function of the well thickness.

口構造に比べ微分利得が大きくなり、 f_r が向上することが、Y. Arakawa ら¹⁰⁾により理論的に提案された。

Fig. 1 にダブルヘテロ構造レーザーの f_r で正規化した量子井戸構造レーザーの f_r の計算値を示す。計算には、波数選択則を用いた Band-to-Band の再結合モデルと利得の偏波面依存性を考慮し、バンド内緩和は含んでいない。図から量子井戸層の厚みを 5 nm とした時、しきい値利得を 300 cm^{-1} とすると、量子井戸構造の f_r はダブルヘテロ構造の約 2 倍となることがわかる。これは(3)式における微分利得の増大によるものであり、この微分利得の増大は、(6)式において量子サイズ効果を反映した階段状状態密度による状態密度 D_{red} の増大(約 2~3 倍)、さらに利得の偏波面依存性による双極子モーメント $|M_{ij}|^2$ の増大(約 1.5 倍)に起因している¹¹⁾。

我々は、MOCVD で作製した自己整合型(SAS)構造を有する GaAlAs/GaAs 系の多重量子井戸(MQW)構造の半導体レーザー¹²⁾を用いて、これを初めて実験的に確かめた。緩和振動周波数 f_r は、DC バイアスなしでパルス印加し、光出力パルスの緩和振動波形から読み取った。

Fig. 2 Measured relaxation oscillation frequency of MQW lasers as a function of the square root of normalized output power, $(P/P_c)^{1/2}$, where P is the output power and P_c is the catastrophic optical damage power.

その結果を Fig. 2 に示す。比較のために横軸の光出力は、端面破壊光出力で正規化した。井戸層の厚みが 4 nm と 5 nm の素子について実験したが、両者とも f_r の最大値として 10 GHz 以上の値が得られた^{13,14)}。比較のために、ダブルヘテロ構造の SAS 型レーザー、及び BH-LOC 型レーザーにおける結果も示したが、MQW 構造では、この約 2 倍の f_r が得られていることがわかる。この値は Y. Arakawa ら、及び我々の理論的な予測と良く一致した。

3.2 変調ドープ多重量子井戸型半導体レーザー

本節では、緩和振動周波数をさらに飛躍的に

Band Diagram of MD-MQW (p-type)

Charge Neutrality

$$N_A^- + n_i = p_0 + p_i \quad (\text{MQW total})$$

Fig. 3 Band diagram of the modulation doped MQW structure (p-doped).

増大するために、我々が提案した変調ドーブ多重量子井戸型半導体レーザーの理論、実験両面からの検討結果について述べる。

前節の結果から量子井戸構造の採用により f_r が2倍となることを明らかにしたが、さらに高速化を図るため、(6)式における $(f_c \cdot f_v)$ に着目した。この値は、不純物ドーピングにより向上を図ることができる。高濃度の不純物ドーピングによるバンドテイルや非発光性再結合センター発生の影響を避け、かつ理論と実験との整合性をはかるため MQW 構造中の障壁層のみに不純物ドーピングした変調ドーブ多重量子井戸 (変調ドーブ MQW) 構造を提案した^{15,16)}。高濃度のアクセプタをドーピングした変調ドーブ MQW 構造のバンドタイアグラムを Fig. 3 に示す。

アクセプタから発生した多数ホールはほとんど井戸層内に局在化している。空間電荷分布のためにバンドに曲がりを生ずるが、理論的には平坦として取り扱った。電荷中性条件は MD-MQW 構造全体で成立するものとし、次式で表す。

$$N_A^- + n_i = p_0 + p_i \quad (7)$$

ここで N_A^- はイオン化したアクセプタ密度、 p_0 はこれから発生した井戸層内のホール密度、 n_i 、 p_i は各々注入された電子とホールの密度である。これより明らかなように、井戸層内には過剰の

Fig. 4 Calculated gain versus injected electron density at various doped concentrations in p-type modulation doped MQW lasers.

Fig. 5 Calculated relaxation oscillation frequency of modulation doped MQW lasers as a function of the impurity concentration.

ホールが存在し、井戸層内では電荷中性条件が満足されていない。この電荷非中性条件を用いて、波数選択則により計算した光学利得の計算値を、アクセプタ濃度をパラメータにして Fig. 4 に示す。図に示すごとく、アンドープの MQW に比べ、小さな注入キャリア密度で利得が得られる。これは(6)式の $(f_c \cdot f_v)$ 項の中で、高濃度ドーピングのため誘導吸収項が小さくなるためである。さらに微分利得、即ち曲線の傾きが大きくなることから、これは、小さな電子密

度で利得が得られるため、利得のエネルギー分布幅が小さくなり、誘導放出項のキャリア密度に対する変化量が大きくなるためである。

これより計算した f_r をFig. 5に示す。図では、ダブルヘテロ構造の f_r で正規化して示した。アクセプタ濃度を増やすにつれて f_r が増大し、 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ のドーピング濃度で f_r は約4倍に達する。一方ドナーをドーピングした場合は、逆に低下する。これは過剰の電子のために利得のエネルギー分布幅が大きくなり、誘導放出項のキャリア密度に対する変化量が小さくなるためである。不純物タイプによるこの違いは、伝導帯と価電子帯の有効質量の違いに起因している^{15,16)}。

以上の理論検討結果を実験的に確かめるため、GaAs系変調ドーピングMQW構造レーザーを作製し、その f_r を評価した。その構造をFig. 6に示す。結晶成長には、MBE法を用い、不純物としてBeをドーピングした。本構造作成上の重要な点は、高濃度のBeの固体内拡散の抑制と、それに伴うGa-Alの相互拡散の抑制である。我々はこのために、比較的低温の600℃で成長を行った。低温でも良好な結晶性を得るため特別に純化されたAlソースを用いた¹⁷⁾。Fig. 6に示すように、活性層はGRIN-MQW構造とし、厚み105Åの井戸層(4層)、117Åの障壁層(5層)を積層した。障壁層の中央部62Åの部分に $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ のBeをドーピングした。これにより井戸層にはほぼ $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の過剰ホールが局在化することになる。

活性層の構造を高分解能SIMSで評価した結果をFig. 7に示す。空間分解能は30Åであるが、Be分布の幅は約68Åと見積もられ、充分障壁層内に閉じ込められており、Beの拡散は小さいものと考えられる。またGaAlAs/GaAsの分布を別途CAT法によるTEM¹⁸⁾で評価したところ、単原子オーダーの急峻性を持つ良好なGa-AlAs/GaAs界面が得られることがわかった。また、同時に同一のストライプ構造のアンドープMQWレーザーの素子も作製した。また共振器長は200μm、ストライプ幅は9μm、端面はアンコートである。

Fig. 6 Schematic structure of GaAs/GaAlAs p-type modulation doped MQW lasers.

Fig. 7 SIMS profile of Be and Al in the modulation doped MQW structure grown by MBE.

作製した変調ドーピングMQWレーザーのしきい電流は約50mAであった。緩和振動周波数 f_r は、前記と同様な方法で評価した。ただし、受光系は分解能2psのストリークカメラを用いた。評

Fig. 8 Measured relaxation oscillation frequency of the p-type modulation doped MQW lasers (●) and undoped MQW lasers (○) as a function of the square root of output power.

価結果を Fig. 8 に示す。変調ドーピング MQW レーザーにおいて最大 30 GHz 以上の f_r が得られた¹⁹⁾。同一構造のアンダードーピング MQW 素子も評価したが、最大 10 GHz 以上の値が得られた。これは前記した MOCVD で成長した素子の評価結果を良く一致している。両者を比較すると MD-MQW レーザーではアンダードーピング MQW レーザーに比べ、約 2.5 倍の f_r が得られ、これはダブルヘテロ構造レーザーに比べると約 5 倍の値である。これは Fig. 5 に示した計算結果と大体一致している。

以上変調ドーピング MQW レーザーにより f_r が大幅に増大することを確認した。これは、MQW 構造による還元状態密度 D_{red} 、双極子モーメント $|M_b|^2$ の増大、及び変調ドーピングによる分布関数 $(f_c - f_v)$ の増大によるものである。また、Be を障壁層、井戸層ともにドーピングした均一ドーピング MQW レーザーについても f_r を評価したが、変調ドーピング MQW レーザーとほぼ同様の値が得ら

Fig. 9 Measured spectral chirping of the p-type modulation doped MQW lasers (○) and undoped MQW lasers (●).

れた²⁰⁾。低温でのフォトルミネッセンスを評価すると、均一ドーピング MQW 結晶では Be のアクセプタ準位に相当するエネルギーで発光しており、変調ドーピング MQW 結晶ではバンドの曲がり方を考慮したバンド間で発光しているものと推定される²¹⁾。このような差は f_r には影響しないものと考えられる。

以上述べた f の増大は微分利得 G の増大によるものである。ところで、半導体レーザーを高速で変調した時には、レーザー発振波長のゆらぎ、即ちチャープが問題となる。このチャープは、半導体レーザーの屈折率の変動の大きさを表す α パラメータが大きいほど、大きくなる。 α パラメータは次式で表せられる。

$$\alpha = -4 \pi / \lambda (\partial n_r / \partial n) / G \quad (8)$$

これより α パラメータは微分利得が大きいほど、小さくなることが予測される。

試作した変調ドーピング MQW レーザーについて、CHP 法²²⁾を用いてチャープを評価した。その結果を Fig. 9 に示す。図で横軸は励起された光パルスの幅、縦軸は波長の変動幅である。これらの評価にはストリークカメラを用いた。図からあきらかなように変調ドーピング MQW レーザーではチャープが極めて小さく、アンダー

プ MQW レーザーの1/5である。これより変調ドープ MQW 構造は低チャージング化にも有効であることが明らかとなった。

4. むすび

量子井戸構造、及び我々の提案したによる変調ドープ MQW 構造による半導体レーザーの高速化について理論的、実験的に検討した結果、次のことを明らかにした。

- 1) アンドープ MQW レーザーでは、緩和振動周波数 f_r がダブルヘテロ構造レーザーに比べ、約2倍に向上する。
- 2) さらに変調ドープ MQW レーザーでは、ダブルヘテロ構造レーザーに比べ、 f_r が5倍に向上する。
- 3) 変調ドープ MQW レーザーでは、アンドープ MQW レーザーに比べ、高速変調時のチャージングが1/5に低減される。

以上の検討の結果、量子井戸構造は半導体レーザーの高速化に非常に有効であることがわかった。InGaAsP/InP系のレーザーではダブルヘテロ構造でも f_r として10GHz以上の値が得られており、これについて変調ドープ MQW 構造を用いることができれば50GHz以上の f_r の達成も可能と予測される。

謝辞

本研究のSIMS分析を担当して頂いた当所分析センター志知広康氏、電子顕微鏡分析を担当して頂いた当所分析センター柿林博司氏、MBE成長を担当して頂いた三島友義氏、田上知紀氏、理論解析で討論頂いた大蔵創氏の各氏に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera, and W. Powazink: IEEE, QE-23, (1987) 1410.
- 2) H. Ishikawa, H. Soda, K. Wakao, K. Kihara, K. Kamite, Y. Kotaki, M. Matsuda, H. Sudo, S. Yamakoshi, S. Isozumi, and H. Imai: IEEE, LT-5, (1987) 848.
- 3) Y. Yamaguchi, S. Takano, S. Fujita, Y. Koizumi, T. Numai, and I. Mito: OFC'88, ThL5 (1988).
- 4) W.H. Cheng, C.B. Su, K.D. Buehring, S.Y. Huang, J. Pooladdej, D. Wolf, K.L. Hess, and S.W. Zehr: Appl. Phys. Lett., 51, (1987) 1783.
- 5) J.E. Bowers, B.R. Hemenway, A.H. Gnauk, and D.P. Wilt: IEEE QE-22, (1986) 833.
- 6) 魚見他; 昭和63年春応物予稿集, 31a-ZK-10
- 7) K.Y. Lau, N. Bar-Chaim, I. Ury, C. Harder, and A. Yariy: Appl. Phys. Lett., 43, (1983) 1.
- 8) K.Y. Lau, C. Harder, and A. Yariy: Appl. Phys. Lett., 44, (1983) 273.
- 9) R.S. Tucker, and D.I. Pope: IEEE QE-19, (1983) 1179.
- 10) Y. Arakawa, K. Vahala, and A. Yariy: Appl. Phys. Lett., 45, (1984) 950.
- 11) M. Yamanishi and I. Suemune: Jpn. J. Appl. Phys., 23, (1984) L35.
- 12) K. Uomi, K. Nakatsuka, T. Ohtoshi, T. Ono, N. Chinone, and T. Kajimura: Appl. Phys. Lett., 45, (1984) 45.
- 13) K. Uomi, N. Chinone, T. Ohtoshi, and T. Kajimura: Jpn. J. Appl. Phys., 24, (1985) L539.
- 14) K. Uomi, N. Chinone, T. Ohtoshi, and T. Kajimura: Inst. Phys. Conf. Ser., 79, (1985) 703.
- 15) K. Uomi, T. Ohtoshi, N. Chinone: 10th. IEEE Semicond. Laser Conf., M-6 (1986).
- 16) 魚見他; 信学技報 QE86- 63 (1986).
- 17) T. Mishima, J. Kasai, M. Morioka, Y. Sawada, Y. Murayama, Y. Katayama, and Y. Siraki: Inst. Phys. Conf. Ser., No. 79 445 (1985).
- 18) H. Kakibayashi, F. Nagata: Jpn. J. Appl. Phys., 25, (1986) 1644.
- 19) K. Uomi, T. Mishima, and N. Chinone: 13th, European Conf. Opt. Commun., Tech. Dig. II, 29 (1987).
- 20) K. Uomi, T. Mishima, and N. Chinone: Appl. Phys. Lett., 51, (1987) 78.
- 21) 三島他, 第34回応物講演会, 31p-Y-10, 896 (1988, 春).
- 22) M. Osinski, J. Buus: Electron. Lett., 21, (1985) 981.