

解 説

変調ドープ多重量子井戸型半導体レーザー*

魚 見 和 久

(株)日立製作所中央研究所 〒185 国分寺市東恋ヶ窪 1-280

(1991年6月26日受理)

Modulation Doped Multi-Quantum Well Lasers

Kazuhisa UOMI

Central Research Laboratory, Hitachi Ltd.,
1-280, Higashi-koigakubo, Kokubunji 185

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研究が進められている。特に光通信の分野においては、半導体レーザーの最大の特徴である直接変調方式を用いて、1985年にF-400 M方式（情報速度400 Mb/s）、また1988年にF-1.6 G方式（1.6 Gb/s）による日本列島縦貫基幹システムが既に実用化されている。さらに、来るべく高度情報化社会の根幹を成す広帯域ISDN（integrated services digital network）では、その幹線伝送系の伝送速度は10 Gb/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変調速度増大の研究が活発に行われている。

さて、半導体レーザーを直接変調した時の固有の変調周波数特性 $R(f)$ は、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⁾。

$$R(f) = \frac{fr^4}{(f^2 - fr^2)^2 + f^2 \Gamma^2 / (2\pi)^2} \quad (1)$$

ここで、 fr は緩和振動周波数、 Γ はダンピングレートである。特に緩和振動周波数 fr は光系と電子系の共振現象を反映しているので、これ以上の周波数で注入キャリア密度を変調しても、光出力の変化はその速度に追随できない。したがって、半導体レーザーの変調速度を支配している本質的な要因は次式で表される緩和振動

周波数 fr であるといって過言ではない。

$$fr = (1/2\pi) \sqrt{[v_g \cdot S \cdot (d g/d n)]/\tau_p} \quad (2)$$

ここで、 v_g は群速度、 S は光子密度、 τ_p は光子寿命時間、 $(d g/d n)$ は微分利得で、 g は光学利得、 n はキャリア密度である²⁾。通常の半導体レーザーの fr の最大値は、GaAlAs 系で約 5~6 GHz、InGaAsP 系で約 10 GHz である。

本稿では、半導体レーザーの直接変調における高速化を目的として、 fr を決定している物理的要因を光-電子系の相互作用である誘導放出過程に踏み込んで議論する過程の中から新しく着想した変調ドープ多重量子井戸型半導体レーザーに関する研究成果（理論解析および実験結果）について述べる。

2. 変調ドープ多重量子井戸型半導体レーザーの提案

fr を増大する研究は1983年に開始されたが、当初は短共振器化による τ_p の低減²⁾、端面透明化による S の増大³⁾ 等の構造的工夫が施されたに過ぎなかった。これに対して、微分利得 $(d g/d n)$ を増大する方式は、誘導放出過程に踏み込んだ本質的アプローチである。⁽²⁾ 式中の $(d g/d n)$ を決める因子である誘導放出の大きさを表す光学利得 g は、次式で与えられる。

$$g \propto |M_b|^2 D_{red}(fc - fv) \quad (3)$$

ここで、 $|M_b|^2$ は振動子強度、 D_{red} は還元状態密度、また fc 、 fv はそれぞれ伝導帶、価電子帶の電子のフェルミ・ディラック関数であり、すなわち $(fc - fv)$ の項は反転分布を表すフェルミ・ディラック項である。

* 本稿は平成2年度光学論文賞受賞記念講演（1991年3月29日、東海大学）を骨子として、まとめたものである。

さて、量子井戸 (QW : quantum well) 構造においては、通常のダブルヘテロ (DH : double heterostructure) 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、荒川ら⁴⁾により理論的に提案された。また、著者らは自己整合型構造を有した GaAlAs 系多重量子井戸 (MQW : multi-quantum well) レーザー⁵⁾を用いて、QW 構造導入による緩和振動周波数の増大効果（約 2 倍）を実験的に初めて立証した^{6,7)}。この 2 倍の増大効果は理論予測とよく一致した。これは本質的に(2)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、(3)式において量子サイズ効果による還元状態密度 D_{red} の増大（約 2～3 倍）、さらに振動子強度 $|M_b|^2$ の増大（約 1.5 倍）に起因している。

以上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、さらに飛躍的な超高速化を図るため、(3)式におけるフェルミ・ディラック項 ($f_c - f_v$)、つまり反転分布の項に着目した。この項は、ドーピング不純物から多数キャリアを発生することにより人為的に制御できることを着眼点とし、独自概念である変調ドープ多重量子井戸（変調ドープ MQW）構造^{8,9)}を提案した。本構造の意義は、高濃度の不純物ドーピングによるバンドティルや非発光性再結合センター発生による量子サイズ効果への悪影響を避けるため、MQW 構造中の障壁層のみに不純物ドーピング

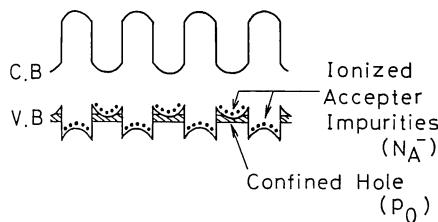


図 1 p 型変調ドープ MQW 構造のバンドダイアグラム

し、イオン化不純物と多数キャリアを空間的に分離した点である。その結果、量子井戸構造の量子サイズ効果と後述する変調ドープ効果の両者を反映できる。

変調ドープ MQW 構造のバンドダイアグラムを図 1 に示す。ここでは一例として Δ 型ドープの場合を示す。アクセプタから発生した多数正孔は、ほとんどエネルギー的に緩和して井戸層内に局在化する。

電荷中性条件は変調ドープ MQW 構造全体で成立し、次式となる。

$$n_0 + n_i + N_A^- = p_0 + p_i + N_D^+ \quad (4)$$

ここで N_A^- (N_D^+) はイオン化したアクセプタ (ドナー) 密度、 p_0 (n_0) は井戸層内の多数正孔 (電子) 密度、 n_i 、 p_i はおののおの注入された電子と正孔の密度である。これより明らかのように、例えば変調 Δ 型ドープ MQW 構造では、井戸層内に過剰の正孔が存在する電荷非中性条件 ($p_0 + p_i \gg n_i$) となるので、人為的に(3)式におけるフェルミ・ディラック項 ($f_c - f_v$) を制御できる。

以上のごとく、多数キャリアによる誘導放出過程の制御に端を発し、新たに変調ドープ MQW レーザーを初めて提案した。変調ドープの考え方そのものはヘテロ構造の FET などでよく知られているが、変調ドープ MQW レーザーはこれを単にレーザーに応用したものでなく、上述したように電荷非中性条件により半導体レーザーの誘導放出過程を制御する全く新しい考え方に基づくのである。

3. 理 論 解 析

(4)式の電荷非中性条件を用いて、波数選択則によるバンド間の再結合モデルと利得の偏波面依存性を考慮し、計算した変調ドープ MQW レーザー（p ドープの場合）の光学利得の計算値を、アクセプタ密度をパラメータにして図 2 に示す^{10,11)}。

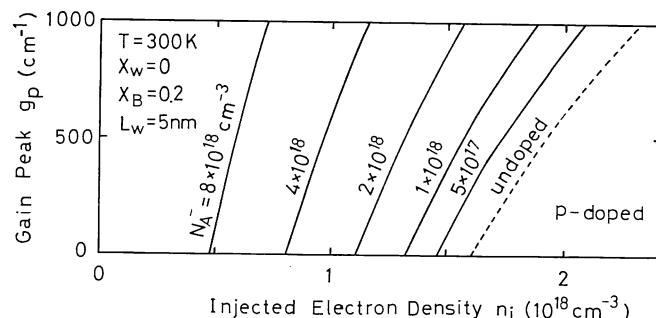


図 2 p 型変調ドープ MQW レーザーの光学利得の注入キャリア密度依存性 (N_A^- : アクセプタ密度)

本図において注目すべき点は下記の2点である。

1) アンドープ MQW に比べ、小さな注入キャリア密度で利得が発生する。

2) 微分利得、すなわち曲線の傾きが増大する。

まず、第1の点の物理的メカニズムについて議論する。(3)式で表される光学利得 g 中のフェルミ・ディラック項 ($f_C - f_V$) は次式のごとく二つの項に分離することができる。

$$g \propto (f_C - f_V) = f_C(1 - f_V) - f_V(1 - f_C) \quad (5)$$

この第1項の $f_C(1 - f_V)$ は、伝導帯から価電子帯への電子の遷移確率を表す誘導放出項である。一方、第2項の $f_V(1 - f_C)$ は価電子帯から伝導帯への電子の遷移確率を表す誘導吸収項である。さて、p型変調ドープを行うと、多数正孔が価電子帯の上部に存在するため、電子が価電子帯から伝導帯へ遷移する割合が低下する ($f_V \rightarrow 0$)。この結果、誘導吸収項 $f_V(1 - f_C)$ がアクセプタ密度の増大とともに減少し、光学利得 g が増大する。以上のとく、変調ドープ MQW レーザーではアンドープ MQW レーザーに比べると、同一注入キャリア密度において光学利得 g が増大し不純物密度と共に利得が発生しやすくなる。

さらに、p型変調ドープを行うと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。その結果、アクセプタ密度と共に微分利得 ($d g / d n$) が増大する。

微分利得のアクセプタ密度依存性より計算した緩和振動周波数 f_r を従来の DH レーザーの f_r で正規化して図3に示す。アクセプタ密度を増やすにつれて f_r が増大し、 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ のドーピング密度で f_r は約4倍

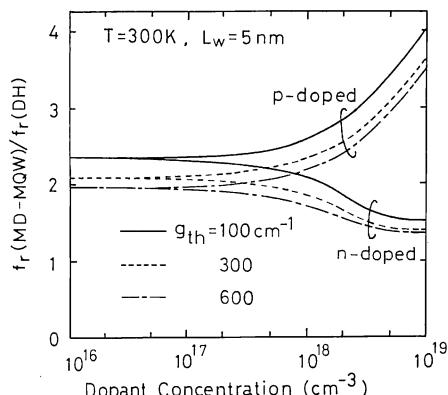


図3 変調ドープ MQW レーザーの緩和振動周波数 f_r の理論計算値

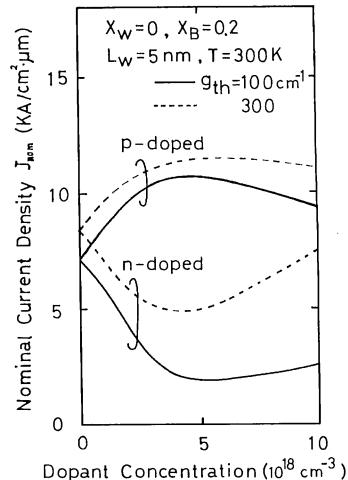


図4 変調ドープ MQW レーザーの規格化しきい電流密度の理論計算値

に達することが判明した⁸⁻¹¹。一方ドナーをドープした場合は、逆に低下する。これは、過剰の電子が状態密度の小さい伝導帯において幅広いエネルギーに分布し、利得のエネルギー分布幅が大きくなり、その結果、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、III-V族半導体における伝導帯と価電子帯の状態密度の非対称性、つまり有効質量の非対称性に起因している。

理論解析の最後として、変調ドープ MQW 構造による発振電流の低しきい化の理論検討について簡単に触れる。p型変調ドープを行うと図2のように、しきいキャリア密度が低下する。また、n型変調ドープでも誘導吸収項が小さくなる ($f_C \rightarrow 1$) ため、同様にしきいキャリア密度が低下するのでしきい電流を低減できる可能性がある。しかし、多数キャリアの存在によりキャリア寿命が短くなり、これはしきい電流を増大する方向に作用する。これらを考慮した理論計算結果を図4に示す^{9,11}。伝導帯の状態密度が小さいnドーピングの方が誘導吸収項の低下の度合いが大きい。したがって、不純物密度が $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 以下では、n型変調ドープの方が発振電流の低しきい化に対して有効でありアンドープ MQW レーザーの約 1/4 以下が期待できる。

4. 実験結果

前節で述べた新概念の理論検討結果を実験的に確かめるために、GaAs系変調ドープ MQW レーザーを作製し、その緩和振動周波数 f_r を評価した。その構造図を図5に示す^{10,12,13}。結晶成長には、分子線エピタキシー

法を用い、不純物として Be をドープした。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。われわれはこのために、比較的低温の 600°C で成長を行った。活性層は GRIN-MQW 構造とし、厚み 105 Å の井戸層（4 層）、117 Å の障壁層（5 層）を積層した。障壁層の中央部 62 Å の部分に $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の Be をドープした。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 で評価した結果を図 6 に示す¹³⁻¹⁵⁾。空間分解能は 30 Å のためヘテロ界面において Al の信号にだれが見られるが、Be 分布の幅は約 68 Å と見積もられ、十分障壁層内に閉じ込められており、Be の拡散は極めて小さいものと考えられる。さらに電子顕微鏡法により、単原子程度の急峻性を持つ

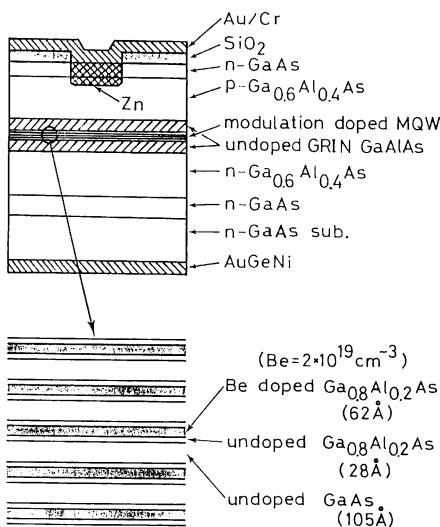


図 5 p 型変調ドープ MQW レーザーの断面図

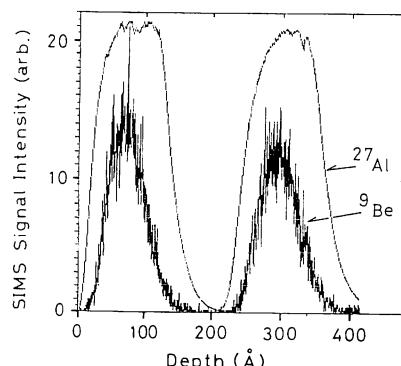


図 6 p 型変調ドープ MQW 構造中の 2 次イオン質量分析 (SIMS)

良好な GaAlAs/GaAs 界面が得られていることがわかった。以上のように理想的な変調ドープ MQW 構造を実現することに成功した¹³⁻¹⁵⁾。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 200 μm、ストライプ幅は緩和振動容易に観測するために少し広めの 9 μm、端面は劈開面である。

作製した変調ドープ MQW レーザーのしきい電流は約 50 mA であった。緩和振動周波数 f_r は、室温において光出力の立ち上り時に見られる緩和振動を観測し、その時間間隔の逆数として評価した。また、受光系は分解能 2 ps のストリーカカメラを用いた。緩和振動周波数 f_r の評価結果を図 7 に示す。変調ドープ MQW レーザーにおいて最大 30 GHz 以上の f_r が得られた¹²⁻¹⁴⁾。同一構造のアンドープ MQW 素子も評価したが、最大 10 GHz 以上の値が得られ、この値は 2 節で述べた自己整合型構造を有した GaAlAs 系 MQW レーザー素子の評価結果とよく一致している。両者を比較すると変調ドープ MQW レーザーではアンドープ MQW レーザーに比べ、約 2.5 倍の f_r が得られ、これは従来の DH レーザーに比べると約 5 倍の値である。これは図 3 に示した計算結果とよく一致している。

以上のごとく、変調ドープ MQW レーザーにより緩和振動周波数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} 、振動子強度 $|M_b|^2$ の増大、および変調ドープによる分布関数 ($f_c - f_v$) の増大によるものである。

また、Be を障壁層、井戸層ともにドープした一様

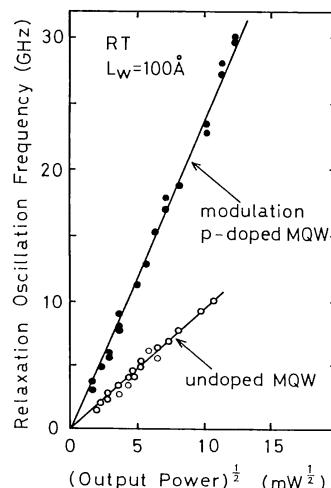


図 7 p 型変調ドープ、アンドープ MQW レーザーの緩和振動周波数の光出力依存性

ドープ MQW レーザーについても fr を評価したが、変調ドープ MQW レーザーとほぼ同様の値が得られた¹²⁻¹⁴⁾。この実験事実は、イオン化不純物によるバンドテイリングの影響は無視できることを示している。つまり、以上の実験結果は、光学利得、微分利得、緩和振動周波数の増大は、両方のタイプのレーザーにおいて、多数正孔によるフェルミ・ディラック項の増大が支配的であることを初めて示したものである¹³⁾。

以上述べた fr の増大は微分利得 ($d g/d n$) 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、すなわちチャーピングが問題となる。このチャーピングは、半導体レーザーの屈折率 n_r の変動の大きさを表す α パラメータにはほぼ比例することが知られている。 α パラメータは次式で与えられる。

$$\alpha = -4\pi/\lambda(d n_r/d n)/(d g/d n) \quad (6)$$

さて、p型変調ドープ MQW レーザーでは、微分利得 ($d g/d n$) が大幅に増大するので α パラメータを低減できることが期待できる。

試作した変調ドープ MQW レーザーについて、利得スイッチング法によりチャーピングを評価した。その結果を図8に示す^{13,16)}。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。これらの評価には波長分解ストリーカカメラを用いた。図から明らかのように変調ドープ MQW レーザーではチャーピングが極めて小さく、アンドープ MQW レーザーの 1/5(つまりダブルヘテロ構造半導体レーザーの約 1/10) であり、この値は前節のモデルで計算した結果とよく一致した^{13,16)}。これより変調ドープ MQW 構造は低チャーピング化にも有効であることが明らかとなった。さらに、次世代の光通信であるコヒーレント光通信用半導体レーザーの重要な因子であるスペクトル幅は、 α パラメータの関数で

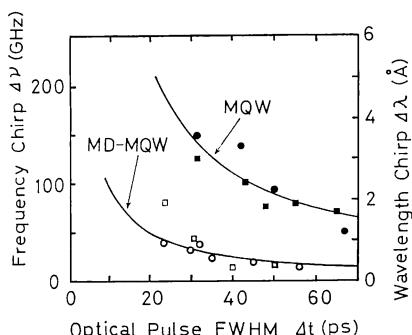


図 8 p型変調ドープ、およびアンドープ MQW レーザーのスペクトル・チャーピングの測定値

あるので、変調ドープ MQW 構造の導入により改善することができる。

5. おわりに

半導体レーザーの高速変調の上限を決めている緩和振動周波数を飛躍的に増大するために、光学利得中の反転分布項に着目した全く新しい概念である変調ドープ多重量子井戸型半導体レーザーを提案した。理論、実験両面からの検討の結果、変調ドープ多重量子井戸構造は、半導体レーザーの超高速化に対して極めて有効であることが実証された。さらに、変調ドープ MQW レーザーは、高速化の観点に留まらず、スペクトルチャーピングの低減、および発振電流の極低しきい化等、半導体レーザーの諸特性を飛躍的に向上できることから、次世代の半導体レーザーとして大いに期待できる。

最後に、本研究を遂行するに当たり、SIMS 分析を担当していただいた当所分析センター志和広康氏、電子顕微鏡分析を担当していただいた当所分析センター柿林博司博士、また共同研究者であり結果に一喜一憂しながら終始ご指導、ご討論をいただいた当所茅根直樹博士、三島友義博士、大歳創氏に深く感謝いたします。

文 献

- R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera and W. Powazink: IEEE J. Quantum Electron., **QE-23** (1987) 1410-1418.
- K. Y. Lau, N. Bar-Chaim, I. Ury, C. Harder and A. Yariv: Appl. Phys. Lett., **43** (1983) 1-3.
- K. Y. Lau, N. Bar-Chaim, I. Ury and A. Yariv: Appl. Phys. Lett., **45** (1984) 316-317.
- Y. Arakawa, K. Vahala and A. Yariv: Appl. Phys. Lett., **45** (1984) 950-952.
- K. Uomi, S. Nakatsuka, T. Ohtoshi, Y. Ono, N. Chinone and T. Kajimura: Appl. Phys. Lett., **45** (1984) 818-820.
- K. Uomi, N. Chinone, T. Ohtoshi and T. Kajimura: Jpn. J. Appl. Phys., **24** (1985) L 539-L 541.
- K. Uomi, N. Chinone, T. Ohtoshi and T. Kajimura: Inst. Phys. Ser., **79** (1986) 703-708.
- K. Uomi, T. Ohtoshi and N. Chinone: Proc. 10th IEEE Semicond. Laser Conf., Kanazawa (1986) Paper M-6.
- 魚見和久、大歳創、茅根直樹: 信学技報, **OQE 86-63** (1986) 17-24.
- K. Uomi, T. Mishima and N. Chinone: Proc. 13th European Conf. Opt. Commun. (ECOC), Helsinki (1987) Dig. II, pp. 29-32.
- K. Uomi: Jpn. J. Appl. Phys., **29** (1990) 81-87.
- K. Uomi, T. Mishima and N. Chinone: Appl. Phys. Lett., **51** (1987) 78-80.
- K. Uomi, T. Mishima and N. Chinone: Jpn. J. Appl. Phys., **29** (1990) 88-94.
- 魚見和久、三島友義、茅根直樹: 信学技報, **OQE 86-164** (1987) 1-6.
- T. Mishima, T. Tanoue and K. Uomi: J. Cryst. Growth, **95** (1989) 382-385.
- K. Uomi, N. Chinone and T. Mishima: Proc. 11th IEEE Semicond. Laser Conf., Boston (1988) Paper Q-3.