レーザー解説

マイクロキャビティレーザーの超高速応答

南部 芳弘*・横山 弘之*・清水 隆徳*

(1992年7月8日 受理)

Ultrafast Response of Microcavity Lasers

Yoshihiro NAMBU*, Hiroyuki YOKOYAMA* and Takanori SHIMIZU*

(Received July 8, 1992)

Wavelength-sized microcavity lasers have very unique and attractive features; One is a threshold-less lasing action, and the other is an ultrafast response capability. The latter property comes from the extremely short cavity round-trip time and the resulting short photon life time of the microcavity. The 100 Gbit/s response of a dye-solution planar microcavity laser has been demonstrated under an quasi-optical-pulse-train excitation.

Key Words : Ultrafast response, Microcavity laser.

1. はじめに

近年の電子デバイス作成技術の進歩により、半導体レーザーデバイスにおいては光波長オーダーの共振器サイズを持つものが作られるようになった¹⁻³⁾。このような光波長サイズの微小な共振器を用いれば、真空電磁場の状態を制御することによって、これまで一般的には人為的に制御できない性質であるかのように考えられていた自然放出確率や自然放出パターンなど物質の自然放出過程を制御することが可能になる^{4,5)}。さらにこのマイクロキャビティによる自然放出制御をレーザーデバイスに適用することにより、超低消費パワーのレーザーや見かけ上しきい値のないレーザーが実現される⁶⁻¹⁰⁾。

このような低消費パワーという特徴の一方で、マイクロキャビティレーザーは超高速応答とい

う別の可能性を持つ^{6,11)}。本稿では、無しきい値動作および超高速応答性などマイクロキャビティレーザーの一般的特徴について述べ、色素溶液を媒質とするマイクロキャビティレーザーによる100 Gbit/s応答の実験について結果を示す。

2. マイクロキャビティレーザーにおける無しきい値動作特性

マイクロキャビティ中にある物質の自然放出は自由空間中の場合と同じではなく、以下の2つの性質の変化が現われる^{9,10)}。第1は、全自然放出確率の変化である。これは、マイクロキャビティによって共振器中の真空場のモード密度が変調を受ける結果生じるとして理解することができ、1次元とじ込め(プラナー型共振器)、2次元とじ込め(光導波路)、3次元とじ込め(光閉

*日本電気(株)光エレクトロニクス研究所 (〒305 茨城県つくば市御幸が丘34)

*Opto-Electronics Research Laboratories, NEC Corporation (Miyukigaoka 34, Tsukuba, Ibaraki 305)

共振器)の各場合について理想的な共振器反射鏡を仮定した場合、自然放出確率が自由空間中の自然放出確率に比べてどのように変化するかが理論的に詳しく調べられている^{9,12)}。第2は、自然放出パターンの変化である。プラナー型共振器の場合、共振器の共振波長と物質の遷移波長が一致するとき自然放出光は共振器軸方向(平面ミラー垂直方向)に集中することが明らかにされている^{9,10,13)}。

プラナー型マイクロキャビティ無しき値レーザー⁸⁻¹⁰⁾は、後者の原理に基づくものである。マイクロキャビティレーザーでは自然放出光が共振器の共振モードである共振器軸方向に集中しているため、自然放出に支配される領域から光出力は大きく、その入出力特性は見かけ上しきい値のないふるまいを示す。Fig. 1はマイクロキャビティレーザーの媒質利得(反転分布数)および光出力と入力ポンプレートの関係をレート方程式によって求めたもの^{7,9)}である。これらの特性は、自然放出光が共振モードに結合する割合を示す係数 β によって大きく変化する。マイクロキャビティの効果は β の値を大きくする効果として現われる^{14,15)}が、Fig. 1に示したとおり β が大きくなるにつれてレーザー入出力特性(Fig. 1B)に現われるしきい値特性はあいまいになっていく。また、 β が大きくなるにつれてレーザーのしきい値やしきい値利得は小さくなっていく。これは、 β が単に自然放出光が共振モードに結合する割合を表わすだけではなく、共振器モード電場と媒質の相互作用の強さをも表わしており、共振器モードへの誘導放出レートが β に比例するためである^{10,15,16)}。 β は共振器の幾何学的形状、共振器長や共振器を構成している反射鏡の反射率、その結果としての共振器モード体積、レーザー媒質の遷移幅などに依存する^{14,15)}。Fig. 1に示したようなレーザー特性は、我々も含めていくつかのグループで色素溶液をレーザー媒質とするマイクロキャビティレーザーで観測されている^{8,17,18)}。

Fig. 1 Calculated gain (A) and light output (B) versus input for microcavity lasers on the logarithmic scale. β is the fraction of spontaneous emission coupled into the cavity mode. Parameters used are corresponding to those of a conventional diode laser. Enhancement of a spontaneous emission rate is also assumed.

3. マイクロキャビティレーザーにおける超高速動作可能性

マイクロキャビティレーザーのもつもう一つの特筆すべき特性として、超高速応答の可能性がある。これをもたす要因として、以下の2つを挙げることができる。第1は、先に述べた自然放出の制御によって自然放出レートを増加させる^{9,19,20)}ことによる高速応答性の向上⁷⁾である。レーザーの小信号変調理論で知られているように、レーザーの応答周波数は媒質の利得の非線形性などの2次的な要素がなければ媒

質のバンド間遷移レートの $1/2$ 乗に比例して改善される。従って、自然放出の制御により自然放出寿命を減少させることができればレーザーの変調可能周波数はこれに応じて改善できる。しかしながら、プラナー型共振器の場合では自然放出レートは最大でも3倍程度しか増強されない¹¹⁾ので、この効果をより効果的に生かすためには光の2次元閉じ込め構造や3次元閉じ込め構造を考えねばならない。

次に第2の要因としては、マイクロキャビティにおいてはその共振器長が極めて小さいため光子周回時間が極めて小さいこと、またその帰結として光子寿命が小さいことが挙げられる。現在、高繰り返しの光パルス列を直接得られる光源として考えられるものにはモード同期レーザーと直接変調レーザー光源がある。モード同期レーザーでは、現在半導体を用いたもので最高350 GHz程度の繰り返し光パルス列が得られている^{21,22)}。しかしながら、モード同期レーザーの場合、光パルス列繰り返し周波数は固定され、素子単体で変調により信号を付加することは困難である。これに対して、マイクロキャビティレーザーは超高速変調可能な直接変調型レーザーとしてのポテンシャルを持つ⁶⁾。これは、マイクロキャビティ構造においてはその光子周回時間が極めて短く、またその結果光子寿命がサブピコ秒程度に短いためである。光波長程度の共振器長をもつマイクロキャビティにおいては光子周回時間はフェムト秒のオーダーであり、ピコ秒オーダーの光パルス列に対しても理想的な定在波型の光共振器として動作し、直接変調レーザー動作が期待できる。共振器の光子寿命を適切に設計することにより、100 Gbit/s程度のパルス列励起に対して十分追従することが期待できる。

Fig. 2は結合係数 β および共振モード中の定常光子数をパラメータとして描いたマイクロキャビティレーザーの小信号変調特性曲線を表わす。横軸は励起強度の変調周波数をレーザー媒質の自由空間中の自然放出確率(A 係数)で規格化した値で、縦軸はこれに対するレーザー出力強度

Fig. 2 Calculated small signal responses of the microcavity laser. The horizontal scale represents the modulation frequency f divided by the spontaneous emission probability A ; this means that if $A = 10^9 \text{ s}^{-1}$ then the modulation frequency is obtained from the number multiplied by 10^9 Hz . The solid lines, long-dashed lines and short-dashed lines represent the results for $\beta = 10^{-4}$ (conventional laser), 10^{-1} and 1 (microcavity laser), respectively.

変調のレスポンスを表わしている。小信号特性は、自然放出光の共振モードへの結合係数 β 、共振モードに対する自然放出確率の増強係数 F 、共振器の光子寿命 τ_s と自由空間中の自然放出寿命 $\tau_n (= 1/A)$ の比 $T_s (= \tau_s/\tau_n)$ 、および共振モード中の定常光子数を与えれば一義的に求められる。 T_s はこの計算では共振器光子寿命が0.1 psオーダー、自由空間中の自然放出寿命が1 nsオーダーを想定し、 10^{-4} とした。 F は共振器構造としてプラナー型共振器を考え、1とおいた。 S^0 はしきい条件(誘導放出レート=共振器モード中の光子減衰レート)における反転分布数で規格化した共振器モード中の定常光子数を表わし、 S^0/T_s は高励起下ではほぼしきい条件におけるポンプレート p_{th} で規格化したポンプレート $P (= p/p_{th}$: 以下相対励起と呼ぶ)に比例する。マイクロキャビティレーザーの特徴として自然放出結合係数 β が大きいことが挙げられるが、この効果は相対励起 P が小さい場合に現われ、緩和振動による変調レスポンスのピークを抑制する効果をもつことがわかる。一

方高励起下では、マイクロキャビティレーザー ($\beta \sim 1$) と通常のレーザー ($\beta \ll 1$) の変調特性は一致する。以上から、高速変調動作を期待する場合にはマイクロキャビティレーザーであっても通常のレーザーと同じく相対励起は高くする必要があることがわかる。しかしながら、マイクロキャビティレーザーでは先にも述べたようにしきい反転分布数の低減が可能であるので、絶対励起強度は通常のレーザーに比べて低くてすむものと期待できる。また、 A 係数の値を 10^9 s^{-1} ($\tau_n \sim 1 \text{ ns}$) と仮定すると、相対励起が20程度で100 GHz程度の変調が期待できることがわかる。

次に大信号解析の結果を示す。Fig. 3は共振器光子寿命を0.2 psおよび2 psとしたときの100 Gbit/s相当のパルス列励起に対するレーザー出力強度波形をレート方程式から求めたものである。Fig. 3の共振器寿命が0.2 psの場合の計算結果を見ると、励起が十分に高ければ緩和振動によるスパイク状の発振部分を除いて

レーザー出力は励起波形にはほぼ追従することがわかる。スパイク状の発振部分は、観測装置の分解能が十分に高くなければ通常観測にかからないので、実用上レーザー出力は励起波形に追従すると見てもよい。

このような計算結果が適用できるためには、先にも述べたように光共振器の光子周回時間が共振器の光子寿命よりも十分に小さいことが必要である。マイクロキャビティはこの条件を満足するが、一般に用いられている半導体レーザー素子を考えてみれば、その光学的共振器長は1ミリのオーダーであり、周回時間は数ピコ秒のオーダーである。このようなレーザーでは、反射鏡の反射率を下げてサブピコ秒の光子寿命を実現できても、ピコ秒オーダーの光パルスに対しては進行波型増幅器に近い動作をすることになる。従って上に述べた通常のレート方程式に基づく解析の結果期待される高速変調応答特性をただちに受け入れることはできない。

以上に示したように、マイクロキャビティレー

Fig. 3 Calculated large signal responses of the microcavity laser.

ザーでは光子寿命がパルス列の繰り返し周波数の逆数に比べて十分小さければレーザー出力は励起パルス列に追従し、自然放出過程制御による寄与がなくても100 Gbit/s程度のパルス列励起に対しては応答可能であることがわかる。

さらに、光子周回時間が極めて小さいことから生じる別のメリットとして、マイクロキャビティレーザーは本質的に単一モード動作となることが挙げられる。この特徴は様々な応用の上で望ましいものであると考えられる。

4. マイクロキャビティレーザーの超高速応答実験

以上の予測に基づき、マイクロキャビティレーザーの超高速応答の実験を行なった。実験では色素溶液マイクロキャビティレーザー⁸⁾を用い、これを疑似的なピコ秒光パルス列で励起しレーザー出力の追従性を調べた。これまで光デバイスの超高速応答実験の多くは、励起パルスとして単一の超短光パルスを使ったものが大部分であった。しかしながら、これらの光デバイスの現実の応用を考えると、単一の超短パルスに対してではなく多数の超高繰り返し励起パルス列に対する光デバイスの応答を調べることが重要である。我々は、100 Gbit/s 繰り返しに相

当する疑似的な光パルス列を実際に作り出し、これに対するマイクロキャビティレーザーの応答を測定した。

Fig. 4は、100 Gbit/s実験系の構成図である。励起光パルス列は、モード同期パルスYAGレーザーの第3高調波 (THG: パルス幅約20 ps) によって励起された色素レーザーからのレーザー出力 (波長 $\sim$ 480 nm, パルス幅 $\leq$ 5 ps) を、図に示したパルス遅延系を用いて4連の光パルス列に変換して作り出した。これを用いてマイクロキャビティレーザーを光励起しマイクロキャビティレーザーからのレーザー出力をストリーク・カメラ (時間分解能4.5 ps) で観測した。マイクロキャビティレーザー直前での励起光パルス列のパルスエネルギーはおよそ $1\mu\text{J}/\text{pulse}$ 程度である。実験に用いた色素溶液マイクロキャビティレーザーの構造は、Fig. 5に示すように発光波長の約 $1/2$ の厚みの色素溶液層を、表面に SiO_2 スペーサ層を蒸着した一対の誘電体多層膜ミラーおよび別のもう一対の誘電体多層膜ミラーではさみこんだ構造をしている。共振器長は SiO_2 スペーサ層の厚みで調節できる⁸⁾。

Fig. 6は、50 Gbit/s相当の光パルス列励起に対するマイクロキャビティレーザー出力の応答性を示したものである。マイクロキャビティ

Fig. 4 Experimental configuration.

Fig. 5 Schematic of a planar microcavity structure containing a Rh6G dye solution.

レーザーとしては半波長のミラー間隔のRh6G色素溶液マイクロキャビティを用いた。共振器の光子寿命は約0.2 psである。図から明らかな

ように、半波長マイクロキャビティレーザーでは励起が十分に高ければ、ほぼ等時間間隔に並んだ光パルス列による励起の場合にも、間が抜けた光パルス列励起の場合にも励起パルス列に追従したレーザー光出力が得られている。また別にGaAs MQW半導体マイクロキャビティレーザーを作成して行なった実験によると、この場合にも同様に50 Gbit/sの応答性があることが確認された。Fig. 7は励起光の繰り返しをさらに上げて、100 Gbit/s相当の励起パルス列としたときのマイクロキャビティレーザーのレーザー光出力を示す。励起光パルスのパルス幅と観測に用いたストリーク・カメラの時間分解能(~ 4.5 ps)の制限で、パルス列の分解がやや悪いが、レーザー光出力はほぼ励起光パルス列に追従しているのがわかる。

以上の結果から、マイクロキャビティレーザーはその共振器長がきわめて小さいことから共振器内光子周回時間および光子寿命が短く、100 Gbit/s程度の超高速動作のポテンシャルをもっていることが実証された。

Fig. 6 Single-shot streak-camera traces of excitation pulses (upper traces) and outputs from a dye microcavity laser having a cavity length of half an emission wavelength (lower traces), showing a 50 Gbit/s responses.

Fig. 7 Single-shot streak-camera traces of excitation pulses, corresponding to 100 Gbit/s pulses, and outputs from a dye microcavity laser having a cavity length of half an emission wavelength.

5. まとめ

無しき値動作など極めてユニークな特性をもつマイクロキャビティレーザは、超高速動作可能な光デバイスとしての側面もあわせ持つ。本稿では、マイクロキャビティレーザの超高速デバイスとしての可能性の側面を中心に述べた。新しい機能をもった光デバイスを開発していくためには、量子井戸、量子細線、量子箱に代表されるように媒質の光物性を制御する方向と、マイクロキャビティ、フォトニック・バンド^{23,24)}を代表とするようなデバイスを光学的に制御する方向があり得る。マイクロキャビティレーザは本稿に示したような超高速応答可能性を秘めてはいるが、実際にマイクロキャビティレーザを半導体光デバイスに適用していく場合、半導体固有の問題から生じる現象も無視できないのは言うまでもない。例えば、半導体レーザの高速変調の上限は、現在半導体固有

の問題である、バンド内緩和速度の有限性から生じる利得非線形性によって制限されていると考えられている²⁵⁻²⁸⁾。超高速半導体マイクロキャビティレーザを実現していくためにはこれらの問題も解決していく必要がある。光デバイス開発において材料物性的側面の研究と光学的側面の研究の両者は合い携えて発展していくべきものであり、このような両面的なアプローチは今後の実用的なマイクロキャビティレーザの実現には不可欠なものであろう。

参考文献

- 1) J. L. Jewell, S. L. McCall, Y. H. Lee, A. Scherer, A. C. Gossard, and J. H. English: *Appl. Phys. Lett.* **54** (1989) 1400.
- 2) A. Scherer, J. L. Jewell, Y. H. Lee, J. P. Harbison, and L. T. Florez: *Appl. Phys. Lett.* **55** (1989) 2724.
- 3) Special issue on microresonator devices ed. J. L. Jewell: *Optical and Quantum Electronics* **24** (1992).
- 4) E. M. Purcell: *Phys. Rev.* **69** (1946) 681.
- 5) D. Kleppner: *Phys. Rev. Lett.* **47** (1981) 233.
- 6) 小林哲郎: 特許 第1577615号.
- 7) H. Yokoyama and S. D. Brorson: *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 4801.
- 8) H. Yokoyama, M. Suzuki, and Y. Nambu: *Appl. Phys. Lett.* **58** (1991) 2598.
- 9) H. Yokoyama, K. Nishi, T. Anan, Y. Nambu, S. D. Brorson, E. P. Ippen, and M. Suzuki: *Optical and Quantum Electronics* **24** (1992) S245.
- 10) H. Yokoyama: *Science* **256** (1992) 66.
- 11) H. Yokoyama, Y. Nambu, and T. Shimizu: *8th International Conference on Ultrafast Phenomena*, Antibes-Juan-Les-Pins, June 1992, paper ThC5.
- 12) S. D. Brorson, H. Yokoyama, and E. P. Ippen: *IEEE J. Quantum Electron.* **27** (1990) 1492.
- 13) G. Björk, S. Machida, Y. Yamamoto, and K. Igeta: *Phys. Rev. A* **44** (1991) 669.
- 14) T. Baba, T. Hamano, F. Koyama, and K. Iga: *IEEE J. Quantum Electron.* **27** (1990) 1347.
- 15) Y. Yamamoto and G. Björk: *Phys. Rev. A* **44** (1991) 657.
- 16) G. Björk and Y. Yamamoto: *IEEE J. Quantum Electron.* **27** (1990) 2386.
- 17) F. DeMartini and J. R. Jacobovitz: *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 1711.
- 18) R. A. Linke, X. Wang, H. Yokoyama, and Y. Nambu: *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, Anaheim CA, May 1992, paper QWG3.

- 19) H. Yokoyama, K. Nishi, T. Anan, H. Yamada, S. D. Brorson, and E. P. Ippen : Appl. Phys. Lett. **57** (1990) 2814.
- 20) M. Suzuki, H. Yokoyama, S. D. Brorson, and E. P. Ippen : Appl. Phys. Lett. **58** (1991) 998.
- 21) M. C. Wu, Y. K. Chen, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, M. A. Chin, and G. Raybon : Appl. Phys. Lett. **57** (1990) 759.
- 22) Y. K. Chen, M. C. Wu, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, and M. A. Chin : Appl. Phys. Lett. **58** (1991) 1253.
- 23) E. Yablonovitch : Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2059.
- 24) E. Yablonovitch and T. J. Gmitter : Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1950.
- 25) K. Uomi, T. Tsuchiya, M. Aoki, and N. Chinone : Appl. Phys. Lett. **58** (1991) 675.
- 26) M. S. Stix, M. P. Kesler, and E. P. Ippen : Appl. Phys. Lett. **48** (1986) 1722.
- 27) M. P. Kesler and E. P. Ippen : Appl. Phys. Lett. **51** (1987) 1765.
- 28) K. L. Hall, J. Mark, E. P. Ippen, and G. Eisenstein : Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 1740.