



可視光ならびに赤外光発振用ストライプ型
半導体レーザの研究

伊 藤 国 雄



可視光ならびに赤外光発振用ストライプ型 半導体レーザの研究

目 次

第1章	序 論	1
1-1	半導体レーザの歴史的背景	1
1-2	可視光発振レーザに関する研究の沿革	2
1-3	単一モード発振レーザに関する研究の沿革	4
1-4	本研究の目的と内容梗概	5
第2章	全面電極型可視光発振レーザ	11
2-1	序	11
2-2	試料の作製	12
2-2-1	結晶成長の準備	12
2-2-2	結晶成長装置および方法	13
2-2-3	成長層の観察	17
2-2-4	ダイオードの作製	19
2-3	測定方法	20
2-4	特性測定結果	21
2-4-1	電流-電圧特性および容量-電圧特性	21
2-4-2	しきい値電流密度-発振波長特性	22
2-4-3	微分量子効率-発振波長特性	23
2-4-4	しきい値電流密度-温度特性	25
2-4-5	微分量子効率-温度特性	26
2-4-6	77 Kにおける最短波長発振レーザ特性	27
2-5	特性に関する考察	31
2-6	ま と め	37
	文 献	39

DOC
1978
13
電気系

第3章	ヘテロアイソレーションストライプ型可視光発振レーザ	41
3-1	序	41
3-2	ヘテロアイソレーションストライプ型レーザ	41
3-2-1	従来のストライプ型の欠点	41
3-2-2	ヘテロアイソレーションストライプ型レーザの 構造と特徴	44
3-3	試料の作製	47
3-3-1	結晶成長の準備	47
3-3-2	結晶成長装置および方法	48
3-3-3	成長層の観察	49
3-3-4	ダイオードの作製	51
3-4	特性測定方法	53
3-5	特性測定結果	53
3-5-1	しきい値電流密度-発振波長特性	53
3-5-2	発振モード特性	55
3-5-3	しきい値電流密度-温度特性	58
3-5-4	微分量子効率	58
3-6	特性に関する考察	59
3-6-1	可視光レーザの利得・損失特性	59
3-6-2	しきい値電流密度-温度特性に関する考察	62
3-6-3	直列抵抗に関する考察	65
3-7	まとめ	66
	文献	68
第4章	単一モード発振埋め込みストライプ型レーザ	70
4-1	序	70
4-2	新埋め込みストライプ型レーザ	71

4-3	試料の作製	76
4-3-1	$\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 層の気相成長	76
4-3-2	埋め込みストライプ型レーザの作製	78
4-3-3	成長層の観察	80
4-4	特性測定方法	82
4-5	特性測定結果および考察	83
4-5-1	しきい値電流密度のストライプ幅依存性	83
4-5-2	発振横モード特性	84
4-5-3	発振スペクトル特性	85
4-6	まとめ	86
	文献	88
第5章	モノリシック埋め込みストライプ型レーザ	89
5-1	序	89
5-2	モノリシック埋め込みストライプ型レーザ	90
5-3	試料の作製	91
5-3-1	エッチングによるキャビティの形成法	91
5-3-2	ダイオードの作製	93
5-4	試料のS.E.M観察	95
5-5	特性測定結果および考察	96
5-5-1	しきい値電流密度	96
5-5-2	微分量子効率	97
5-5-3	発振横モード	98
5-6	まとめ	99
	文献	101
第6章	導波路付きモノリシック埋め込みストライプ型レーザ	102
6-1	序	102
6-2	導波路付き埋め込みストライプ型レーザ	103

6 - 3	試料の作製	104
6 - 4	特性測定方法	106
6 - 5	特性測定結果および考察	107
6 - 5 - 1	導波路からの出力特性	107
6 - 5 - 2	導波路の吸収係数特性	110
6 - 5 - 3	変調特性	110
6 - 6	まとめ	113
	文献	114
第7章	結論	116
	謝辞	119
	本研究に関する発表	120

第1章 序 論

1-1 半導体レーザーの歴史的背景

1960年にルビーを用いた固体レーザー¹⁾が、次いで1961年にHe-Neガスレーザー²⁾が初めて発振するにおよび、直接遷移型半導体のバンド間遷移を利用することにより半導体を用いてもレーザー発振が可能であることがW. P. Dumke³⁾あるいはM. G. A. Bernard⁴⁾らによって理論的に示され、半導体レーザーに関する研究が勢力的に行われた。そして間もなく、注入型半導体レーザーの発振がアメリカのGE、IBMおよびMITの3つのグループによってほとんど同時に報告され、ここに半導体レーザーの歴史が初まった。^{5)~7)}これらのレーザー発振は液体窒素温度でGaAsのp-n接合に順方向の大電流パルスを印加することにより実現したもので、その発振しきい値電流密度 J_{th} は約 10^4 A/cm²で発振波長は8400 Åであった。1963年に液相エピタキシャル結晶成長法がNelsonによって開発され⁸⁾、この方法を用いて作製したGaAsのp-nホモ接合レーザーの J_{th} は、室温で最低 3×10^4 A/cm²まで下がった。⁹⁾しかし、上述のp-nホモ接合を利用したレーザーは、注入されたキャリアが拡散によって広がり、そのため活性領域が数ミクロンの範囲に広がってぼやけてしまうため、 J_{th} をこれ以上低くすることは不可能であった。

1969年になると、活性領域であるp-GaAsの外側にのみ、GaAsより禁制帯幅の大きいp-Ga_{1-x}Al_xAsを成長した、いわゆるシングルヘテロ(以下S. H. と略す)構造が開発された。¹⁰⁾この構造では、n-GaAsから注入された電子はp-Ga_{1-x}Al_xAsのヘテロ境界面におけるポテンシャル障壁のため、p-GaAs中に閉じ込められる。さらにGaAsとGa_{1-x}Al_xAsとの屈折率差が大きいいため、レーザー光のp-Ga_{1-x}Al_xAs側への漏れを防ぐことができるという利点を有しており、これにより室温の J_{th} は 1×10^4 A/cm²まで下がり、室温連続発振までもう一步に迫ることができた。

翌1970年に、B. T. L.のHayashiらはダブルヘテロ(以下D. H. と略す)構造レーザーを開発した。¹¹⁾この構造では、活性領域であるp-GaAsの

両側を $n\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ および $p\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ でサンドウィッチ状にはさんでおり、活性領域に注入された電子および正孔は、両側のヘテロ障壁によって効率よく活性領域中に閉じ込められる。同時にレーザ光も GaAs と $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ の屈折率差により活性領域中に閉じ込められるため、キャリアやレーザ光の損失が小さくなり、 J_{th} はホモ接合および S. H. 構造レーザに比べて小さくなることが期待される。

D. H. 構造では活性領域の厚さと J_{th} とはほぼ比例関係にあり、活性領域の厚さを $0.2\ \mu\text{m}$ 程度にすると J_{th} は $10^3\ \text{A}/\text{cm}^2$ にまで下る。この J_{th} の値は、適当なヒートシンクをレーザ素子に付着すると連続発振が可能な値であり、ここに初めて半導体レーザの室温連続発振が実現したのである。^{12), 13)}

1-2 可視光発振レーザに関する研究の沿革

可視光発振半導体レーザは、発振光を直接肉眼で観察することができるので、光通信の光源として用いる場合には光軸合せが容易であるという特徴を有しており、また光情報処理や光メモリーへの応用が期待されるホログラフィにおいては、その再生像を直視することができるなど、従来の赤外光発振半導体レーザにはない多くの利点を有しており、可視光レーザに関する研究の歴史も赤外光レーザの歴史と同じ位に長いものである。

可視光半導体レーザの歴史も 1962 年に始まる。Holonyak 等は $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の $p-n$ 接合を作製し、液体窒素温度で $7100\ \text{\AA}$ の波長のレーザ発振に成功した。¹⁴⁾ その後、 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 、 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{P}$ 、 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ などの III-V 族化合物の混晶を用いた可視光レーザの研究が勢力的に続けられている。^{15)~22)} これらの材料のうち $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ は、 GaAs と格子定数がほぼ等しく、 GaAs を基板にしてその上に容易に液相エピタキシャル成長することができる。さらに x の値を変えることにより、波長が $9000\ \text{\AA} \sim 6150\ \text{\AA}$ の範囲でレーザ発振することが期待できるため、最も有望な可視光発振レーザ用材料として研究されてきた。^{18)~22)} まず $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ のホモ接合型レーザが研究され、 77K で $6380\ \text{\AA}$ の短波長までレーザ発振が得られた。¹⁸⁾ 次いで S. H. 構造の

採用によりその発振波長は室温で 7200 \AA ($J_{th} = 8 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$)、77Kで 6280 \AA ($J_{th} = 6 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$) まで上げられた。²⁰⁾ D. H. 構造を用いた $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ レーザの研究は Miller、Kressel 等によって行われ、その結果、室温連続発振で 7730 \AA 、室温パルス発振で約 7000 \AA ²¹⁾、77Kでのパルス発振で 6280 \AA まで²²⁾ の発振が得られた。

ところで上記の可視光レーザの研究に共通していえることは、活性領域が Zn や Si の不純物を高濃度にドーピングした P 型であるということである。活性領域が高濃度であることはホモ接合型および S. II. 構造レーザでは必須条件であるが、D. H. 構造レーザでは J_{th} は活性領域中のドーピング量にほとんど依存しない。²³⁾ 逆にドーピング量が高くと活性領域の結晶性が悪くなって、低いドーピングの場合よりも J_{th} が上がる可能性がある。一方活性領域中の不純物濃度が高いと、不純物がアクセプタバンドを作るため、発振波長はその禁制帯幅から予想される波長よりかなり長波長に移動する。²⁰⁾ しかしながら、 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 程度の低不純物濃度になると、77Kでの発振波長はその禁制帯幅から予想される波長に極めて近いことが GaAs の D. H. 構造レーザで認められている。²⁴⁾ これらのことより活性領域となる $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ の不純物濃度をできる限り低くすることにより、同一の x の値に対して、ホモ接合型や S. II. 構造レーザに比べて低い J_{th} で短波長の発振を得られる可能性があることがわかる。本研究の第一の目的は $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ を用いてできる限り短波長発振の D. H. 構造レーザを作製することであり、そのため活性領域は不純物を意識的に添加していないアンドープ n 型 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ とした。

さて、可視光半導体レーザを実用化するための一つの必要条件は、室温で連続発振することである。 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 、 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ などの半導体レーザは x を増すに従って次章で述べるように J_{th} が増加するので、可視光室温連続発振は GaAs を用いた赤外光連続発振に比べてかなり難かしくなる。D. H. 構造が開発され J_{th} がかなり低くできるようになったが、それでも従来実現された室温連続発振の最短波長は 7730 \AA であり²¹⁾ これはまだ可視光領域に入っていない。可視光室温連続発振を実現するには、 J_{th} をさらに下げるか、従

来より放熱特性の良好な構造を考えるかしなければならない。D. H. 構造では活性領域の厚さが $0.2 \mu\text{m}$ 程度のとき J_{th} が最小になり、それより厚くても薄くても J_{th} は増加する。²³⁾ 従って D. H. 構造を用いて可視光室温連続発振を実現するには、従来にない放熱特性の良好なストライプ構造を開発する必要がある。本研究の第二の目的は可視光室温連続発振を実現することであり、そのために第 3 章に示す放熱特性の良好な新しいストライプ構造を開発してそれを用いた可視光発振レーザを作製し、可視光室温連続発振の可能性を試みた。

1-3 単一モード発振レーザに関する研究の沿革

D. H. 構造が開発され、波長が $8000 \sim 9000 \text{ \AA}$ の近赤外光の室温連続発振が容易に実現されるようになると、近赤外光発振レーザの実用化への研究が活発になった。その一つの研究課題は発振モードをきれいにするのであった。ストライプ型レーザが考え出された一つの目的は、単一横モード発振レーザを再現性良く作るということであった。ストライプ型レーザとして最初に開発されたのはオキシドストライプ型レーザ²⁵⁾ であり、以後、プロトン照射ストライプ型²⁶⁾、メサストライプ型²⁷⁾、プレーナストライプ型²⁸⁾、内部ストライプ型²⁹⁾、ヘテロアイソレーションストライプ型³⁰⁾ など多くのストライプ型レーザが開発された。しかし、これらのストライプ型レーザの活性領域の断面は必然的に、接合に垂直方向の長さ ($\sim 0.2 \mu\text{m}$) と接合に水平方向の長さ ($\sim 20 \mu\text{m}$) が極端に異なる長方形となり、接合に水平方向のモードを制御することはきわめて難しい。例えば、発振しきい値より少し大きな電流値では TE_{00} モードで発振していても、電流値を増していくに従ってモードは TE_{01} から TE_{02} へと変化していき、このモードの変換を抑えることは不可能である。また上述のように活性領域の形状が長方形になっているために、接合に垂直方向のビームの広がり角は、接合に水平方向のビームの広がり角に比べて相当大きく、このことは、レーザを光通信光源として用いる場合には、光ファイバと結合する際に結合損失が大きくなり、またホログラム再生光源として用いる場合にも、再生像を歪ませる原因となる。

1974年に塚田は埋め込みヘテロ構造(以下B. H. と略す) レーザを開発した。³¹⁾ このレーザは活性領域であるGaAsをほぼ正方形にして、その周囲をGaAlAsで埋め込んだもので、活性領域を $1\mu\text{m}\times 1\mu\text{m}$ の正方形にすることにより初めて単一基本モードであるTE₀₀を再現性良く、しかも安定に発振させることができた。その後、このB. H. 構造レーザを改良したレーザが相次いで発表された^{32, 33)}が、これらに共通していることは、製法がひじょうに難しく製作上の再現性に乏しいということである。

これに対し筆者は液相エピタキシャル法と気相成長法とを組み合わせた新しい埋め込みストライプ構造を開発した。³⁴⁾ この構造のレーザは単一モード発振を再現性良くしかも安定に行えるだけでなく、その製法も極めて容易である。さらに、この構造は光ICの光源としてもひじょうに適していると考えられる。^{35), 36)} 本研究の第三の目的は上述の新埋め込みストライプ構造レーザを作製してその発振横モード特性を調べることであり、第四の目的は、この新ストライプ構造レーザが光IC用光源として応用可能かどうかを調べることである。

1-4 本研究の目的と内容梗概

本研究は可視光発振および近赤外光発振のストライプ型半導体レーザに関するものであり、その主たる目的は次に述べる4つにまとめることができる。

- 1) 活性領域中の不純物濃度をできる限り低くしたGaAlAsのダブルヘテロ構造レーザを用いて、可視光発振波長を従来より短波長側へ拡張すること。
- 2) 放熱特性の良好なヘテロアイソレーションストライプ型レーザを開発し、それを用いてGaAlAsの可視光室温連続発振レーザを実現すること。
- 3) 液相エピタキシャル法と気相成長法とを組み合わせた新しい埋め込みストライプ型レーザを開発し、これを用いて近赤外光単一横モード発振レーザを再現性良くつくること。
- 4) 前記新埋め込みストライプ型を用いたモノリシックレーザを開発し、光IC用光源としての可能性を調べること。

論文は7章より構成されており、第2章、第3章は可視光発振レーザに関してであり、第4章、第5章、第6章は埋め込みストライプ型の赤外光発振レーザに関してである。

まず第2章では、活性領域の不純物濃度を低くしたD. H. 構造のGaAlAsレーザの製法およびその特性について述べ、77 Kではその発振エネルギーがGaAlAsのバンド幅にきわめて近く、従って従来のホモ接合およびS. H. 構造を用いたレーザに比べ短波長発振レーザが得られることを示した。また J_{th} と発振波長との関係から、放熱特性を良好にすれば7500 Å程度の可視光室温連続発振レーザが得られることを示唆した。

第3章では、新しく開発された放熱特性の良好なヘテロアイソレーションストライプ型を用いてGaAlAsレーザを作製して、その種々の特性を調べた。その結果、室温で初めて可視光連続発振レーザを実現し、この種のストライプ型レーザの特性がきわめて良好なものであることを示した。また実験より得られた種々の特性をGaAlAsのバンド構造より得られる理論式と比較検討してかなり良い一致を示すことを述べた。

第4章では、液相成長で形成したD. H. 構造レーザのストライプ部以外をエッチング除去し、その部分に高抵抗GaAsPを気相成長して作製する新しい埋め込みストライプ型レーザを提案して、その作製法ならびに諸特性について述べた。作製されたレーザはストライプ幅を制御することにより安定な単一横モード発振が容易に得られ、さらにストライプ幅をせまくしても J_{th} はあまり増加しないことが判明した。

第5章では上記の埋め込みストライプ型を用いて、レーザ共振面が化学エッチング面で構成されているモノリシックレーザを作製して光IC用光源としての可能性を述べた。化学エッチング液として、水酸化ナトリウム溶液、過酸化水素水、アンモニア水の混液を用いるとエッチングで形成したキャビティ面が鏡面になっていることを走査型電子顕微鏡(S. E. M.; Scanning Electron Micrometer)写真で観察した。その結果、上記のエッチング液は、ストライプ方向が $\langle 100 \rangle$ 、 $\langle 110 \rangle$ 、および $\langle 120 \rangle$ のどの方向に対しても良好なレ

ーザ共振面を形成することが判った。そして以上の構造のモノリシックレーザは容易に単一モードで室温連続発振することを実験的に示した。

第6章では第5章で述べたモノリシック埋め込みストライプ型レーザを導波路と共に集積化した、導波路付きモノリシックレーザへの応用について述べた。導波路にバイアス電圧を印加するとストライプ型レーザからの出力が強度変調を受けることを示し、この埋め込みストライプ型レーザは光IC用光源として十分応用できることを明らかにした。

第7章では本論文の総括を行ない、本研究を通じて得られた主要な成果をまとめて示した。

文 献

- 1) T. H. Maiman, *Nature*, 187, 493 (1960)
- 2) A. Javan, W. B. Bennett, Jr., and D. R. Herriott, *Phys. Rev. Letters*, 6, 106 (1961)
- 3) W. P. Dumke, *Phys. Rev.*, 127, 1559 (1962)
- 4) M. G. A. Bernard and G. Duraffourg, *Physica Status Solidi*, 1, 699 (1961)
- 5) R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, *Phys. Rev. Letters*, 9, 366 (1962)
- 6) M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., and G. J. Lasher, *Appl. Phys. Letters*, 1, 62 (1962)
- 7) T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeiger, *Appl. Phys. Letters*, 1, 91 (1962)
- 8) H. Nelson, *RCA Review*, 603 (1963)
- 9) W. Susaki, *J. Quantum Electron.*, 3, 332 (1967)
- 10) I. Hayashi, M. B. Panish, and P. W. Foy, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-5, 210 (1969)
- 11) M. B. Panish, I. Hayashi, and S. Sumski, *Appl. Phys. Letters*, 16, 326 (1970)
- 12) I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, *Appl. Phys. Letters*, 17, 109 (1970)
- 13) I. Hayashi, M. B. Panish and F. K. Reinhart, *J. Appl. Phys.*, 42, 1929 (1971)
- 14) N. Holonyak, Jr. and S. F. Bevacqua, *Appl. Phys. Letters*, 1, 82 (1962)
- 15) C. J. Nuese, G. E. Stillman, M. D. Sirkis and N. Holonyak, Jr., *Solid State Electronics*, 9, 735 (1966)

- 16) J. J. Tietjen, J. I. Pankove, I. J. Hegyi, and H. Nelson, Transactions of the Metallurgical Society of AIME, 239, 385 (1967)
- 17) C. J. Nuese, A. G. Sigai, and J. J. Gannon, Appl. Phys. Lett., 20, 431 (1972)
- 18) W. Susaki, T. Sogo and T. Oku, Proceedings of 1968 Symposium on GaAs (London 1969) p.116
- 19) H. Nelson and H. Kressel, Appl. Phys. Letters, 15, 7 (1969)
- 20) H. Kressel, H. Lockwood and H. Nelson, IEEE J. Quantum Electronics, QE-6, 278 (1970)
- 21) B. I. Miller, J. E. Ripper, J. C. Dymont, E. Pinkas and M. B. Panish, Appl. Phys. Lett., 18, 403 (1971)
- 22) H. Kressel and F. Z. Hawrylo, J. Appl. Phys., 44, 4222 (1973)
- 23) E. Pinkas, B. I. Miller, I. Hayashi, and P. W. Foy, J. Appl. Phys., 43, 2827 (1972)
- 24) H. Kressel, H. F. Lockwood, F. H. Nicoll, and M. Ettenberg, IEEE J. Quantum Electronics, QE-9, 383 (1973)
- 25) J. C. Dymont, Appl. Phys. Letters, 10, 84 (1967)
- 26) J. C. Dymont, L. A. D'Asaro, J. C. North, B. I. Miller, and J. E. Ripper, Proc. IEEE, 60, 726 (1972)
- 27) T. Tsukada, H. Nakashima, J. Umeda, S. Nakamura, N. Chinone, R. Ito and O. Nakada, Appl. Phys. Letters, 20, 344 (1972)
- 28) H. Yonezu, I. Sakuma, K. Kobayashi, T. Kamejima, M. Ueno and Y. Nannichi, Japan. J. Appl. Phys., 12, 1585 (1973)
- 29) M. Takusagawa et al., Proc. IEEE, 61, 1758 (1973)
- 30) K. Itoh, M. Inoue, and I. Teramoto, IEEE J. Quantum Electronics, QE-11, 421 (1975)

- 31) T. Tsukada, J. Appl. Phys. , 45, 4899 (1974)
- 32) R.D. Burnham and D. R. Scifres, Appl. Phys. Lett. , 27
510 (1975)
- 33) P.A. Kirkby, D. F. Lovelace, and G. H. B. Thompson, Tech.
Digest 1976 Topical Meet. Integrated Optics (Salt
Lake City 1976) PD7-1
- 34) K. Itoh, K. Asahi, M. Inoue, and I. Teramoto, IEEE J. Qua-
ntum Electron. , QE-13, 623 (1977)
- 35) K. Itoh, K. Asahi, M. Inoue, and I. Teramoto, IEEE J.
Quantum Electron. , QE-13, 628 (1977)
- 36) K. Itoh, K. Ishikawa, and I. Teramoto, J. Appl. Phys. , 49,
1028 (1978)

第2章 全面電極型可視光発振レーザ

2-1 序

可視光半導体レーザ材料としては $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 、 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 、 $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ などの III-V 族化合物混晶がよく用いられる。このうち $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ は以下に述べる理由で可視光レーザ材料として最も期待されている。

- (1) $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ は GaAs を基板として液相エピタキシャル成長によって容易に得ることができる。
- (2) GaAs の格子定数は室温で 5.6535 \AA 、 AlAs のそれは 5.6605 \AA でそのミスマッチはわずか 0.12% である。¹⁾ $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ の格子定数はこのため組成にほとんど依存せず一定である。また通常エピタキシャル成長を開始する $800 \sim 900 \text{ }^\circ\text{C}$ の温度では GaAs と AlAs の格子定数は完全に一致し、格子歪はない。従って $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ が GaAs 上にエピタキシャル成長した場合、もし基板に転位がない場合には成長膜も転位のないものが得られる。¹⁾
- (3) $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ は $0 \leq x \leq 0.37$ で直接遷移型²⁾であり、この範囲内では原理的にレーザ発振が可能である。従って x の値を変えることにより $9000 \text{ \AA} \sim 6150 \text{ \AA}$ の範囲内の任意の発振波長のレーザを作製することができる。

第1章で述べたように、従来の $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ レーザの研究では活性領域にはアクセプタ不純物が相当高濃度にドーブされており、これらのレーザの発振エネルギーはバンドギャップエネルギーよりかなり小さくなっている(約 50 meV 小さくなっている)と考えられる。³⁾ H. Kressel等は、活性領域が $(2 \sim 8) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ の不純物濃度の GaAs からなる p^+-n-n^+ DH 構造レーザを作製して、その発振スペクトルを調べたところ、エネルギーギャップに比べて 77 K で 11 meV 、 300 K で 28 meV だけ低エネルギーで発振することを見

出した。⁴⁾ このことより、活性領域となる $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ の不純物濃度を低くすると、特に77Kではエネルギーギャップにきわめて近い発振エネルギーが得られ、その結果、従来より短波長まで発振する可能性がある。

さらに活性領域中の不純物濃度を低くすると、注入キャリアの寿命が長くなると共に、自由キャリアによる吸収が減少するため、発振しきい値が低くなることも期待できる。^{17), 27)}

本章では、活性領域中の不純物濃度が 10^{16} cm^{-3} 程度のきわめて低い $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 半導体レーザの製法ならびにその特性について述べ、ホモ接合レーザ、S. H. 構造レーザの特性と比較してみる。

2-2 試料の作製

2-2-1 結晶成長の準備

表2.1にGaAs、AlAsの物理定数を示す。^{5), 6)} 表よりGaAsとAlAsの

	GaAs	AlAs
密度 (g/cm^3)	5.32	5.73
格子定数 (\AA)	5.6535	5.6605
融点 ($^{\circ}\text{C}$)	1,238	1,740
熱膨張係数 ($^{\circ}\text{C}^{-1}$)	6.86×10^{-6}	5.20×10^{-6}
エネルギーギャップ (eV)		
300K E_{gd}	1.435	2.90
E_{gi}	1.86	2.13
E_g の温度係数 ($\text{eV}/^{\circ}\text{C}$)	-5.0×10^{-4}	-4.0×10^{-4}

格子定数はほとんど差がなく従って $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ の格子定数も組成に依存せずほぼ一定であることがわかる。
 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ は $0 \leq y \leq 0.37$ では直接遷移型、 $0.37 \leq y \leq 1$ では間接遷移型であり、 $y = 0.37$ でのエネルギーギャ

表2.1 GaAsおよびAlAsの物理定数

移型、 $0.37 \leq y \leq 1$ では間接遷移型であり、 $y = 0.37$ でのエネルギーギャ

ップは 1.92 eV である。²⁾ レーザ発振は一般には間接遷移領域ではおこらないので $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ を用いたレーザ発振の最短波長は室温で 6550 \AA 、 77 K で 6150 \AA 程度の波長まで期待できる。従って活性領域の $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ としては $0 \leq y \leq 0.37$ の範囲で種々の y のものを作製することにした。また活性領域をはさむ非活性領域である $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ の x の値は、 $0.7 \sim 0.8$ となるようにした。²⁵⁾ これは次の理由からである。すなわち両側の非活性領域から活性領域に注入されたキャリアの閉じ込めを良くするには、活性領域と非活性領域の間のエネルギー障壁が高いほどよい。また活性、非活性領域の Al の濃度の差が大きいほど屈折率差も大きくなり、光の閉じ込めも良くなる。一方 Al の濃度差が大きいとヘテロ界面での格子定数のマッチングが少し悪くなると考えられるが前述のように、 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ の格子定数は組成にほとんど依存しないので、ミスマッチの問題はそれほど重要でない。従って非活性領域の x の値を $0.7 \sim 0.8$ にすることは可視光レーザにとってひじょうに有効であると考えられる。液相中の Al の濃度は、エピタキシャル成長した時に必要な Al の濃度になるよう、*H. Rupprecht* 等のデータ⁷⁾ に基いて決定した。 GaAs 及び $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ における、 n 型ドーパントとしては Sn を p 型ドーパントとしては Zn を使い、各々の濃度は杉山等のデータ⁸⁾ に基いて決定した。 $\text{Ga} + \text{Al}$ の溶液中での溶質用 GaAs の溶解度は *M. Ilegems* 等のデータ⁹⁾ を利用し、 GaAs が所定温度における溶解量より少し過剰になるように、溶質用 GaAs の量を決定した。

2-2-2 結晶成長装置および方法

DH ウェファのエピタキシャル成長は、スライド方式による成長法によった。^{10)~13)} 図 2.1 に本実験に用いた結晶成長用ボートの概略図を示す。ボート底部、溶液だめは高純度グラファイトを用い、基板ホルダーはグラッシーカーボンで形成した。グラッシーカーボンは通常のカーボンに比べて非常に硬いため、傷がつきにくく従ってスライド時に Ga 溶液が付着することもないので、最初の溶液だめ中の成分が次の溶液中に混じり込むことがほとんどないという利点

がある。各溶液だめの大きさは縦 10 mm 、横 16 mm 、高さ 20 mm で、溶液だめ間のしきりの厚さは 4 mm である。また基板ホルダーに形成してある溝の大きさは縦 10 mm 、横 22 mm 、深さ 0.5 mm で、この中に基板の GaAs 単結晶を挿入

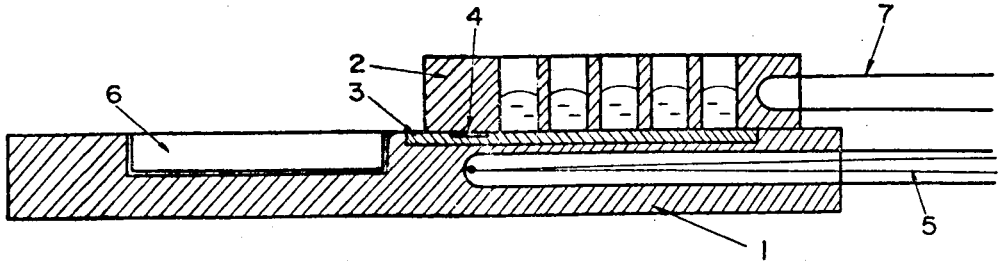


図 2.1 エピタキシャル成長用ポートの概略図

- 1 : ポート底部 2 : 溶液だめ 3 : 基板ホルダー 4 : 基板用溝
5 : 熱電対 6 : 廃液だめ 7 : 押し棒

する。基板の厚さは、厚すぎると溶液だめの底との接触で基板に傷がつき易く、また薄すぎると基板上に Ga 液が残るため、基板の厚さは実験的に最適の値があると考えられる。種々の厚さの基板で実験してみた結果、基板厚さが $420\text{ }\mu\text{m}$ のとき、成長層及び成長表面が最良であった。

ポート底部には熱電対用の穴を水平に掘り込んであり、丁度基板の下の温度を計るように設計してある。本実験に用いた結晶成長装置では通常のスライド方式^{10)、11)}と異なり、基板の位置は固定して、その上の溶液だめを動かしてエピタキシャル成長するようにしてある。これは基板を動かすより固定しておく方が、基板の温度制御が容易であると考えられるからである。従って熱電対により基板の温度を正確に知ることができ、温度変動などを容易に検知できる。

図 2.1 に示すようにポート底部には廃液だめを設けてある。これは溶液だめを移動させてエピタキシャル成長した後の廃液をこの中へ入れてあとで処理しやすくするために設けたものである。廃液だめが無い場合、各溶液だめ中に残存している溶液を取り除くに際し、室温まで冷却された Ga 溶液中に析出した GaAs の多数の微片のために、溶液だめを形成しているグラファイトポートの底部を傷つける可能性がある。成長直後、高温のまま廃液だめ中に溶液を入

れるようにすると、その温度におけるGaAsの析出量が少ないので、ボートの底部はほとんど傷がつかない。これが廃液だめを形成した理由である。

図2.2にエピタキシャル成長装置のブロック図を示す。炉は白金ロジウム熱電対を用いた3点制御の炉で80 cmの長さのものである。グラファイトボート

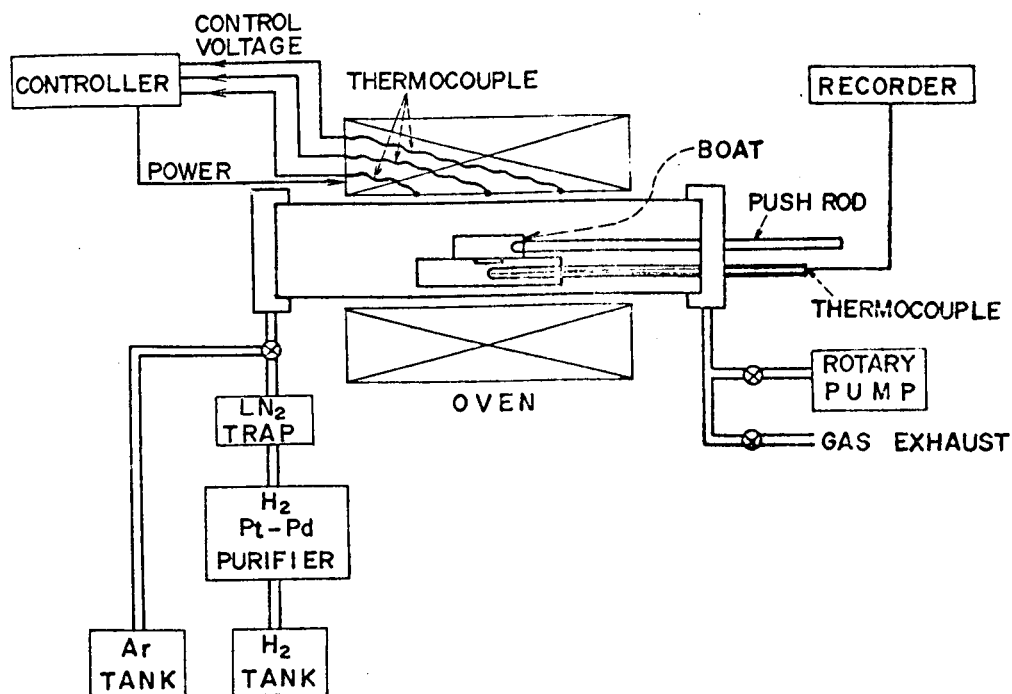


図 2.2 エピタキシャル成長装置のブロック図

は炉の中に固定した80 mm径の透明石英管の丁度中央に装填してある。前述のように基板ホルダーの位置は固定しておき溶液だめを10 mm径の透明石英棒により移動可能にしてある。そして基板の位置を中心として±8 cmの範囲で±0.2℃の温度範囲内に制御できるようにコントローラを調節した。

石英管内部はロータリー真空ポンプで 10^{-3} Torr以上の真空度に引けるよう系全体を気密にした。石英管は通常成長させていない時はアルゴンガスで置換し、成長時は水素精製装置と液体窒素トラップとを通過させた高純度水素ガ

スを流した。水素ガスの流量は毎分 1 l とした。

基板には Te ドープの n 型 GaAs ($n \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) の (100) 面を用いた。基板結晶のエッチピット密度は $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-2}$ 以下である。基板表面は鏡面研磨した後、容積比で $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 3 : 1 : 1$ のエッチング液によって表面を処理し、研磨による破壊層を取り除いた。溶媒に用いる Ga は 99.9999+ % の単結晶のものを処理せずにそのまま用いた。表 2.2 に各溶液だめ中の溶媒及び溶質の成分比、ならびに成長層中の Al のモル比の期待値を示す。

溶液だめ	G a	A l	A s	ドーパント	x in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$
1	1 (g)	6.25 (mg)	50 (mg)	50 mg (Sn)	0.7~0.8
2	1	0	0	—	—
3	1	0~3.14	100	undope	0~0.37
4	1	6.25	50	10 mg (Zn)	0.7~0.8
5	1	0	80	40 mg (Zn)	0

表 2.2 溶液だめ中の溶媒及び溶質の成分比、ならびに成長層中の Al のモル比の期待値

図 2.3 には、成長時の時間-温度プロファイルを示す。ボートを石英管内に装填した後、石英管内をロータリポンプで 1 時間真空引きする。その後、 H_2 ガスを $1 \text{ l} / \text{min}$ の割合で流し炉の温度が 865°C になるまで昇温し、そのまま 1 時間保つ。次に炉を $1^\circ\text{C} / \text{min}$ の割合で降温し、 850°C に達すると第 1 の溶液を基板上に覆せる。これにより基板上には n 型 $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$ が成長する。 830°C になると溶液だめを移動して第 2 の溶液だめを通過させて第 3 の溶液を基板上に覆せる。第 2 の溶液は純粋の Ga だけであるが、この溶液の役割は、第 1 の溶液だめ中の Al が活性領域成長用の第 3 の溶液だめに混入することを避けることにある。すなわち、活性領域中の Al の濃度の変化を防止することにある。この第 2 の溶液だめを用いることにより、活性領域中の Al の濃度は

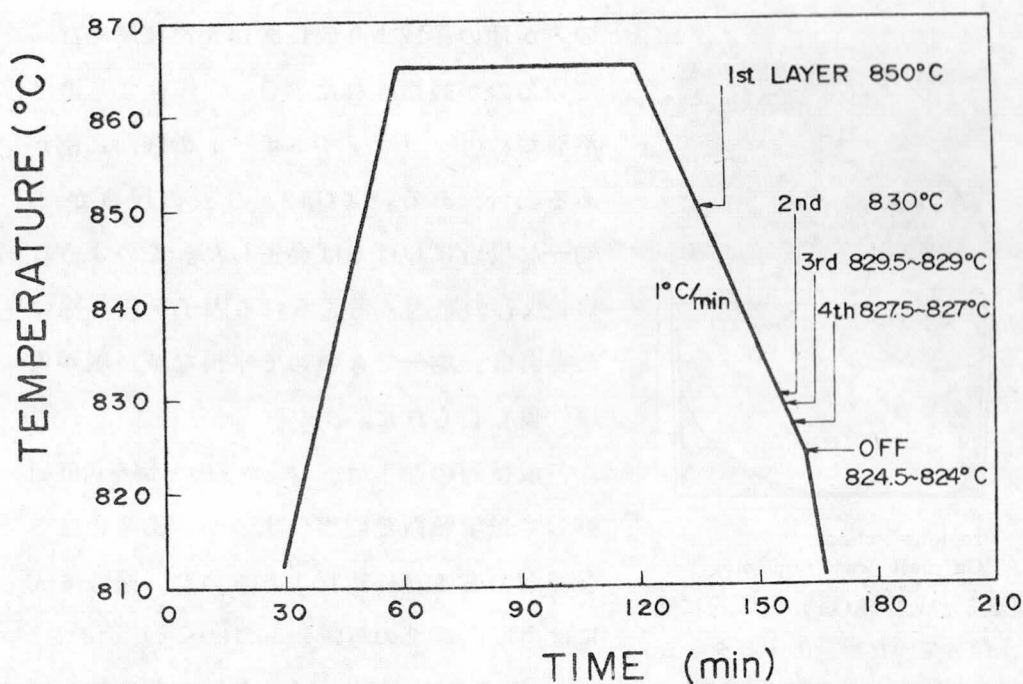


図 2.3 成長時の時間-温度プロフィール

きわめて精密に制御され得ることが判明した。第 3 の溶液だめからは活性領域となる undope の $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ を成長させるが、その成長時間は 30 ~ 60 秒とする。その後、第 4 の溶液だめからは p 型 $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$ を、第 5 の溶液だめからは p 型 GaAs を各々、2 分間及び 3 分間成長させて、すべての溶液を廃液だめ中へ入れることにより成長を終り、室温まで自然冷却させた。

2-2-3 成長層の観察

図 2.4 には以上の方法で成長したエピタキシャルウェファの表面写真を示す。図から成長表面はウェファの端部を除いて、きわめて均一で鏡面状に成長していることがわかる。成長後、基板表面の一部に Ga 液が残存する場合があったが、その場合には Ga を温湯でふき取った後、図 2.5 に示すようにその部分

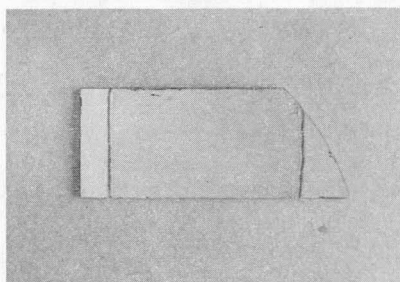
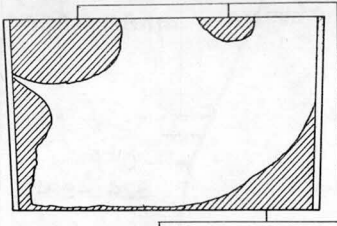
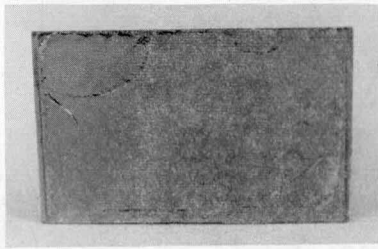


図 2.4 エピタキシャルウェファの表面写真

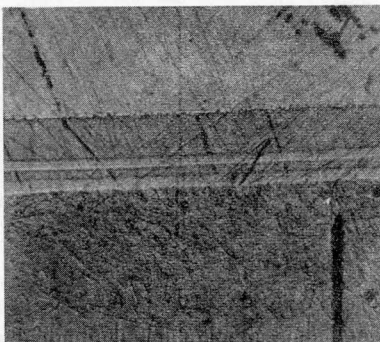


regions where
Ga melt was remaining

図 2.5 成長後 Ga が局所的に残存していた場合のエピタキシャルウェファの表面写真

のみが他の領域より成長層が異常に厚くなっているのが観察された。Ga が残存するのは、溶液ため用グラファイトボートの底面に傷がある場合、あるいは GaAs 基板の厚さが不均一な場合にしばしば発生した。このような Ga 残存の原因と考えられる因子を取り除いた場合は、均一できわめて平坦な成長層が再現性良く得られた。

各成長層の厚さは、ウェファの一部を角度研磨して光学顕微鏡観察によるか、あるいはへき開面の S.E.M. 写真より求めた。図 2.6 (a) には角度研磨部の写真を、(b) にはへき開面の S.



E.M. 写真をそれぞれ示す。各層の典型的な厚
SUBSTRATE
n-GaAs
n-Ga_{0.3}Al_{0.7}As
n-Ga_{1-y}Al_yAs
p-Ga_{0.3}Al_{0.7}As
p-GaAs
SURFACE

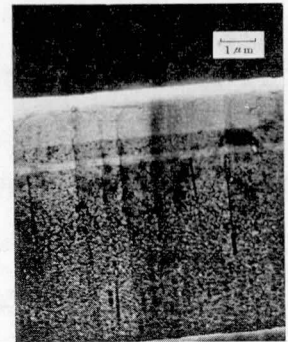


図 2.6 (a) エピタキシャルウェファの角度研磨部の顕微鏡写真
(b) エピタキシャルウェファのへき開面の S.E.M. 写真

きは第1層が $4 \mu\text{m}$ 、第2層が $0.5 \mu\text{m}$ 、第3層が $1 \mu\text{m}$ 、第4層が $2.5 \mu\text{m}$ であった。

各層中の Ga、Al 及び As の分布ならびに第1層及び第3層中の Al の成分比は角度研磨部の X線マイクロアナリシスの結果より求めた。図 2.7 に X線マイクロアナリシスの結果の一例を示す。活性領域となる第2層中の Al の成分比はその発振波長より決定した。これは使用した X線マイクロアナライザの電子ビーム径が $3 \mu\text{m}$ であって分解能に劣り、 $0.5 \mu\text{m}$ 程度の厚さである活性領域の Al の成分比の算定に X線マイクロアナリシスの結果を用いることは、相当

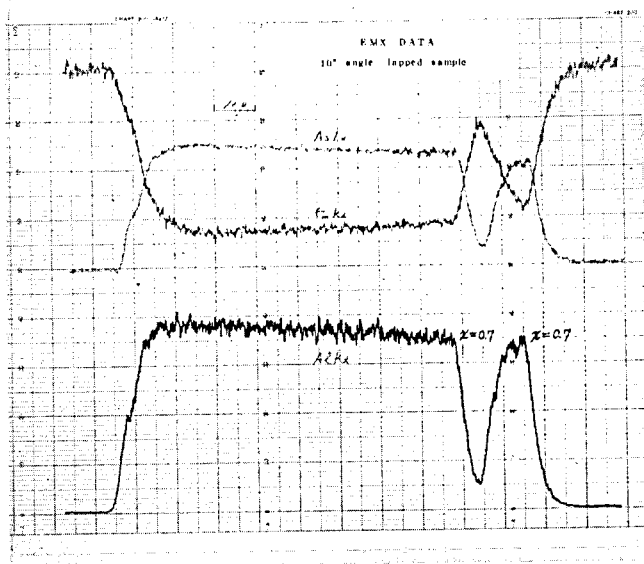


図 2.7 角度研磨部の X 線マイクロアナリシスの結果

2-2-4 ダイオードの作製

上述のウェッファからダイオードを作製するには次のようにした。まず成長層表面である p-GaAs 上にオーム性電極として Au-Zn 合金を真空蒸着し、次いで基板の n-GaAs を研磨し、全体の厚さを $150\mu\text{m}$ にした後、n-GaAs 側に Au-Ge 合金を真空蒸着で付着する。その後、 $\langle 110 \rangle$ 方向にスクライブ、および劈開面を利用して劈開し、キャビティ長 $500\mu\text{m}$ 、幅 $250\mu\text{m}$ 、厚さ

*発振エネルギー $h\nu_L$ が、エネルギーギャップ E_g より 0.03eV だけ小さいのは次の効果による。⁴⁾

- (1) 高密度の自由キャリア注入によるエネルギーギャップの縮小。
- (2) 注入キャリアの不均一分布によるバンドのすそ (bandtail states) の形成。
- (3) キャリア注入による伝導帯および価電子帯中での擬フェルミ準位の移動。

上記(1)および(2)は $h\nu_L$ を減少する方向に、(3)は $h\nu_L$ を増加する方向に働き、その総合的な結果として -0.03eV という値が出てくると考えられている。

な誤差をとまなうことが予想されるためである。発振波長より Al の成分比 y を決定するに際しては、 $h\nu_L = E_g - 0.03(\text{eV})$ という関係式²⁸⁾ を利用した。*ここに h はプランクの定数、 ν_L は発振周波数、 E_g はエネルギーギャップである。

150 μm の素子を形成する。最後にこれらのダイスを TO-18 ヘッダの上にマウントすることによりレーザ素子は完成する。この場合、キャビティ面は 500 μm 離れた 2 つのへき開面で構成される。図 2.8 に TO-18 上にマウントしたレーザの上部から見た写真を示す。

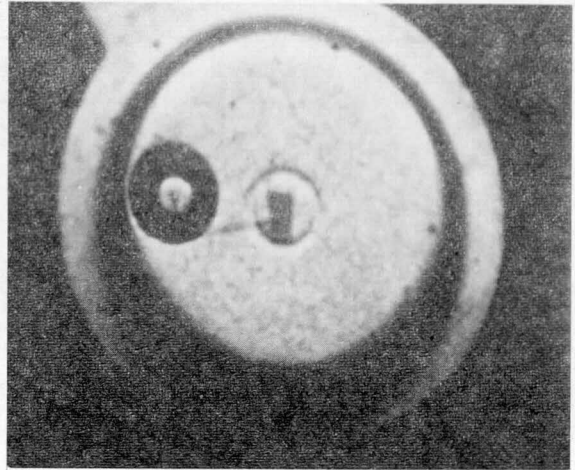


図 2.8 TO-18 ヘッダにマウントしたレーザの上部から見た写真

2-3 測定方法

図 2.9 にレーザ発振測定系のブロック図を示す。測定はすべてパルス電流で行った。この際のパルス幅は 100 ns で、繰り返し周波数は 100 Hz である。レーザに流す電流はレーザ素子と直列に入れた 2 Ω の抵抗の両端の電圧をオシ

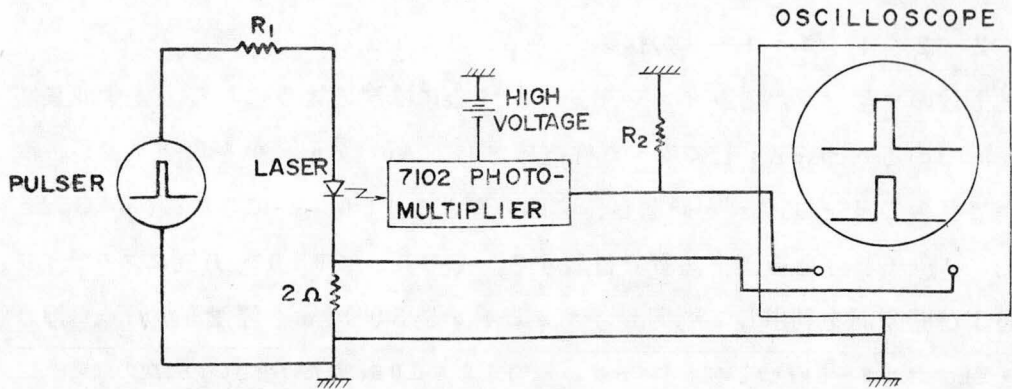


図 2.9 レーザ発振測定系のブロック図

ロスコープに描かせて読みとった。またレーザ光の検知器としては光電子増倍管 RCA7102 を用い、その出力はオシロスコープにより検出した。レーザ発振効率率は積分球あるいは PIN フォトダイオードを用いて求めた。発振スペク

トルは Spex I あるいは Nikon G 250 の分光器を用いて測定した。レーザ素子の温度は素子から 2 mm 離れた位置に固定してあるクロメル・アルメル熱電対の出力から読み取った。

2-4 特性測定結果

2-4-1 電流-電圧特性および容量-電圧特性

図 2.10 に活性領域が $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ からなるレーザダイオードの室温及び 77 K における電流-電圧特性を示す。図より順方向の立ち上りは室温で約 1.5 V であり、通常の GaAs の p-n 接合ダイオードとほぼ同程度の立ち上り電圧を示している。逆方向の降伏電圧は、温度が高いほど高くなっている。従って逆方向の降伏はなだれ (avalanche) 機構が支配的であると考えられる。

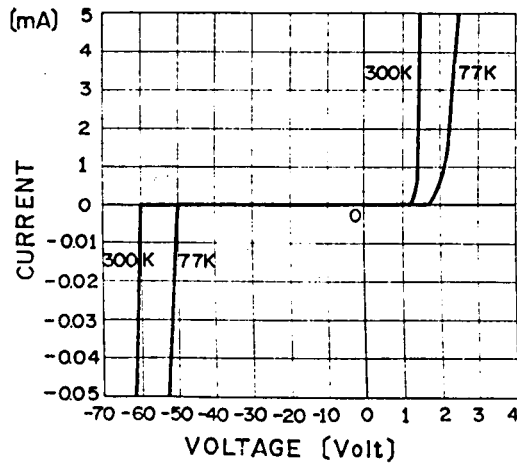


図2.10 $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ レーザの電流-電圧特性

この室温における逆方向降伏電

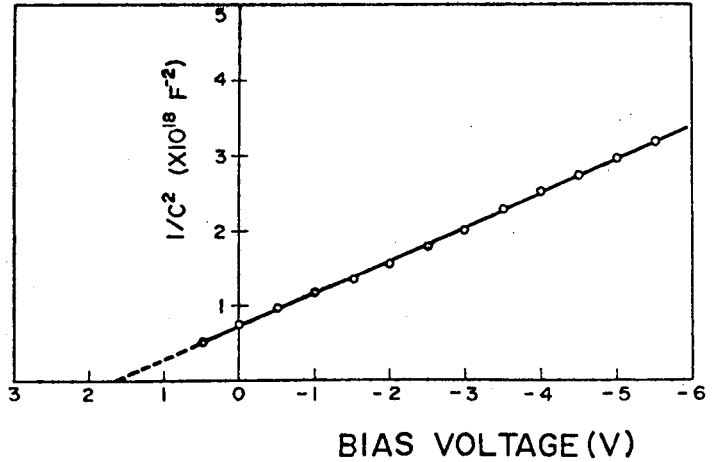
圧より活性領域のキャリア濃度を見積ることができる。この際、 p^+ 型 $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$ - n型 $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ - n^+ 型 $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$ 接合から成る構造において、逆バイアス印加時には p^+ 型 $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$ と n型 $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ との界面にほとんどの電圧がかかっており、接合は one-side abrupt junction と仮定すると降伏電圧 V_B は次式で与えられる¹⁴⁾

$$V_B \approx 60 (E_g / 1.1)^{3/2} (N_B / 10^{16})^{-3/4} \quad (2.1)$$

ここに E_g は活性領域の禁制帯幅、 N_B は活性領域中でのイオン化した不純物濃度である。図 2.10 より $V_B = 60 \text{ V}$ であり、 $E_g \approx 1.92 \text{ eV}$ とすると (2.1) 式より $N_B \approx 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ なる値が求まる。図 2.11 には同じ試料の接合

容量-電圧特性を示す。この図より接合容量の2乗と印加電圧との間には逆比の関係(すなわち $1/C^2 \propto V$)があり、ヘテロ接合は階段型になっていることがわかる。この場合も p^+ 型 $Ga_{0.3}Al_{0.7}As$ に比べて活性領域中の不純物濃度が低いと仮定して図 2.11 より N_B を求めると $N_B \approx 2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ となり、(1)式から求めた N_B とほぼ同様な値となる。

図 2.11 $Ga_{0.63}Al_{0.37}As$ レーザの容量-電圧特性



以上の2つの測定結果より活性領域は $(2 \sim 3) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の低不純物濃度の n 型 $Ga_{1-y}Al_yAs$ から成り立っていると評価し得る。

2-4-2 しきい値電流密度-発振波長特性

表 2.3 に本実験で得られた種々の発振波長に対する最小しきい値電流密度 (J_{th}) を示す。この実験では室温で得られた最短波長は $y = 0.30$ での 6930

表 2.3 $Ga_{1-y}Al_yAs$ レーザの発振波長と最小しきい値電流密度

y in $Ga_{1-y}Al_yAs$	活性領域 厚さ(μm)	λ at 300K(\AA)	J_{th} at 300K(A/cm^2)	λ at 77K(\AA)	J_{th} at 77K (A/cm^2)	$\frac{J_{th} \text{ at } 300\text{K}}{J_{th} \text{ at } 77\text{K}}$
0	0.3	9000	1000	8400	120	8.3
0.09	0.5	8180	1700	7700	150	11.3
0.25	0.5	7130	7000	6740	450	15.5
0.30	0.2	6930	5000	6550	200	25.0
0.35	0.5	* 6560	* 26000	6280	700	-
0.37	0.2	** 6440	** 10000	6190	300	-

* at 260K ** at 217K

Å、77 Kで得られた最短波長は $y = 0.37$ での 6190 \AA である。従来D. H. 構造 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ レーザで得られた最短波長は室温で 7000 \AA ¹⁵⁾、77 Kで 6280 \AA ¹⁶⁾と報告されてきた。本実験で従来のD. H. 構造レーザよりさらに短波長発振が得られたのは注目し得る。この原因は前項でも述べたように主として活性領域中の不純物濃度を低くしたことによるものと考えられる。なお77 Kで得られた最短波長レーザの特性については2-4-6で詳しく述べる。

D. H. 構造では活性領域が極端に薄くない限り、活性領域中でのキャリア及び光の閉じ込めがほぼ完全であるので、 J_{th} と活性領域厚さ d は比例する¹⁷⁾、¹⁸⁾ J_{th} と d が比例すると仮定して、活性領域厚さを $1 \mu\text{m}$ に規格化して J_{th} と発振波長 λ との関係を示したものが図2.12である。同図より J_{th} および

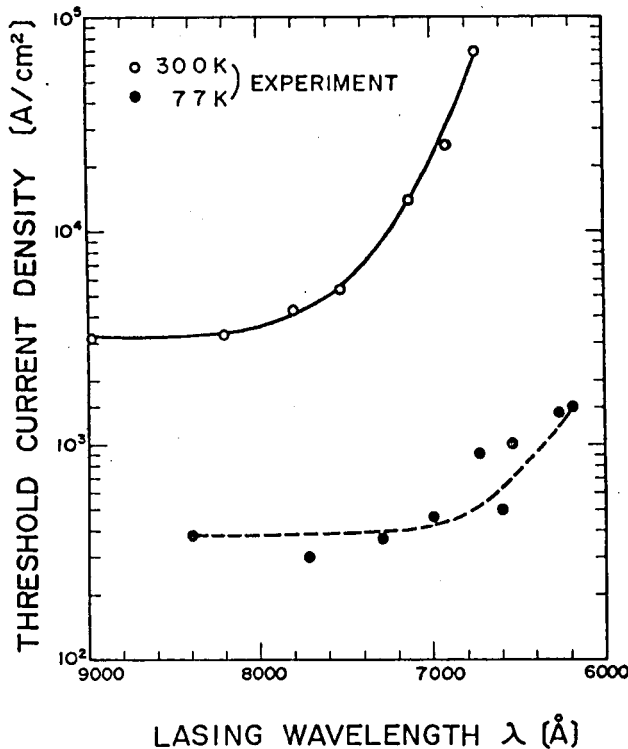


図2.12 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ レーザのしきい値電流密度と発振波長の関係。活性領域の厚さは $1 \mu\text{m}$ に規格化して求めている。

$|dJ_{th}/d\lambda|$ は λ を短波長にするにつれて増加し、その増加の割合は室温では 7500 \AA より、77 Kでは 6600 \AA よりそれぞれ短波長で顕著であることがわかる。この J_{th} の λ 依存性に関しては2-5で詳しく考察する。

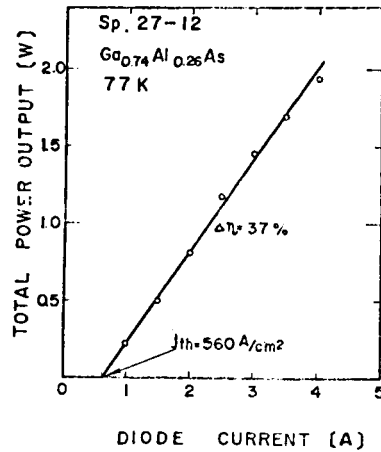
2-4-3 微量子効率-発振波長特性

図2.13に示すようにレーザ出力は、 J_{th} 以上では入力電流 I に

対してほぼ直線的に増加する。
 そこで半導体レーザの効率としては、全入力に対する全発光出力の割合をとった「全効率」以外に、 J_{th} 以上での入力電力の増加分に対する発光出力の増加分の比をとった「微分量子効率 $\Delta\eta$ 」がよく用いられる。即ち $\Delta\eta$ は次式で与えられる。

$$\Delta\eta = \Delta P / \Delta I \cdot V \quad (2.2)$$

図 2.13 77 K における $Ga_{0.74}Al_{0.26}As$ レーザの光出力と入力電流の関係



ここに ΔP は入力電流を ΔI 増加させた時の発光出力の増加分、 V はその時のダイオード印加電圧である。全効率は入力電流値によって異った値をとるが、 $\Delta\eta$ は一つの試料に関しては入力電流によらず一定値をとる。図 2.13 に示したレーザ素子の $\Delta\eta$ を (2.2) 式を用いて計算すると 37% となる。

図 2.14 は本実験で得られた $\Delta\eta$ と λ との関係を示したものである。同図よ

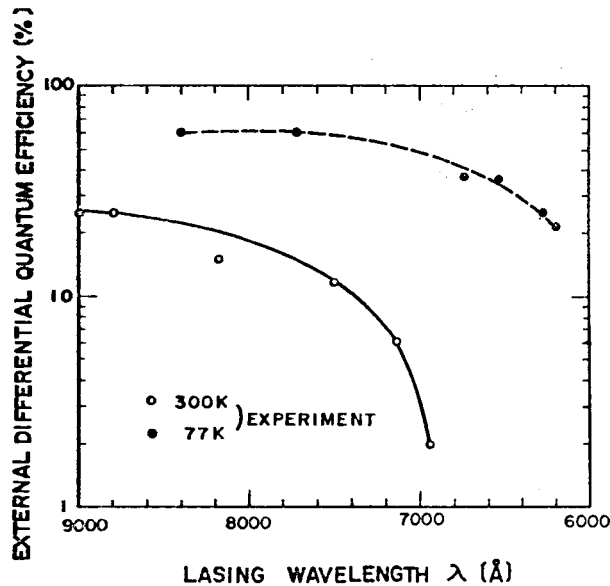


図 2.14 $Ga_{1-y}Al_yAs$ レーザの微分量子効率と発振波長の関係

り $d\lambda$ および $|d\lambda/d\lambda|$ は短波長にするに従い小さくなることがわかる。この現象に関しても 2-5 で考察する。

2-4-4 しきい値電流密度—温度特性

D. H. 構造の赤外光発振レーザの J_{th} は活性領域の厚さ d 以外に温度 T にも依存する。¹⁸⁾、¹⁹⁾ D. H. 構造の可視光発振レーザの場合、 J_{th} は d 及び T 以外に活性領域中の Al の組成比 y にも依存すると考えられる。

図 2.15 には J_{th} の T 依存性を、活性領域中の Al の組成比 y の値をパラメ

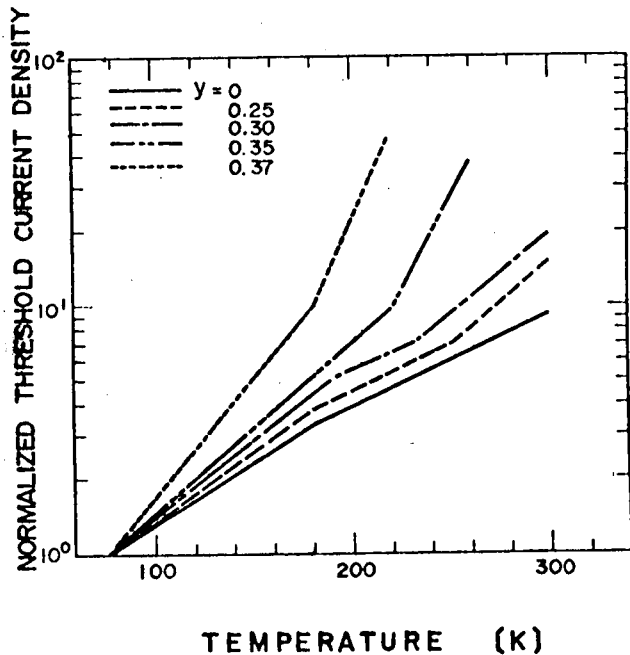
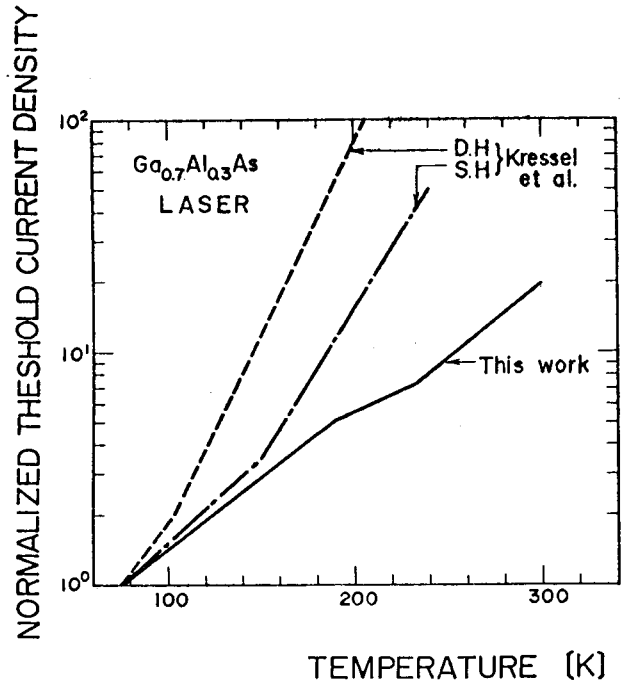


図 2.15 $Ga_{1-y}Al_yAs$ レーザの J_{th} の温度依存性。パラメータ y は活性領域中の Al の成分比である。結果は 77 K の値で規格化してある。

ータとして求めた実験結果を示す。これらの温度変化はすべて 77 K の J_{th} を 1 として規格化してある。同図より J_{th} は $\exp(T/T_0)$ に比例して増加し、定数 T_0 は y が大きくなるにつれて小さくなり、従って J_{th} の温度変化が大きくなることがわかる。この J_{th} の温度変化は 2-5 で述べるように内部量子効率の変化で説明することができる。図 2.16 には本研究で得られた $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ レーザの J_{th} の T 依存性と、Kressel 等によって得られた $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ の S. H. レーザ及び D. H. レーザの J_{th} の T 依存性³⁾、¹⁶⁾ とを 77 K の値を 1

に規格化して比較してある。同図より本研究で得られたレーザの J_{th} の T 依存性が他のどれよりも小さいことがわかる。本研究のレーザに比して S. H. レーザの T 依存性が大きいのは、S. H. レーザでは温度が増加するに従って活性

図 2.16 $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ レーザの J_{th} の温度依存性の比較

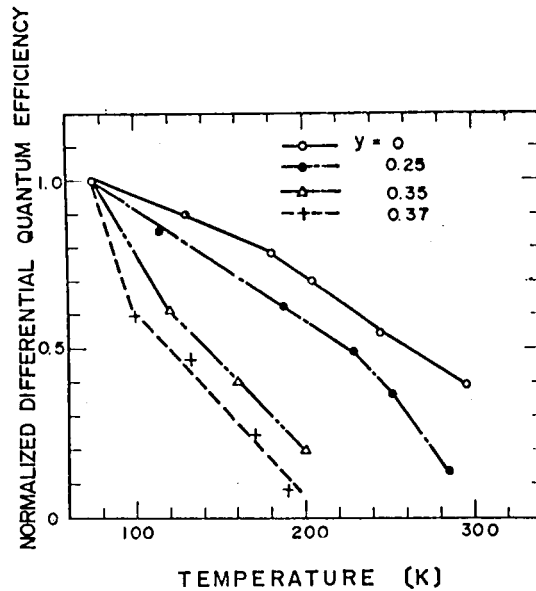


領域中での光の閉じ込めが悪くなり、また n 側への正孔の注入がおこり、電流の活性領域中での閉じ込めも悪くなるためと考えられる。¹⁸⁾ 一方 Kressel 等が作製した D. H. レーザでは、活性領域とそれをはさむ非活性領域との禁制帯幅の差がわずか 0.1 eV であり、温度が高いと、キャリアの閉じ込めが不完全になる可能性がある。それに比べて、本研究の D. H. レーザでは、活性領域をはさむ非活性領域の $Ga_{1-x}Al_xAs$ の x は 0.7~0.8 であり、禁制帯幅の差は 0.25 eV もあるため室温でもキャリアの閉じ込めは完全である。従って Kressel 等の作製した D. H. レーザに比べ、同じ $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ レーザでも J_{th} の T 依存性が小さいと考えられる。

2-4-5 微分量子効率—温度特性

図 2.17 に、微分量子効率 $\Delta\eta$ の温度 T に対する依存性を、 y をパラメータ

図 2.17 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ レーザの微分量子効率の温度依存性、パラメータ y は活性領域中の Al の成分比である。結果は 77 K の値で規格化してある。



として求めた実験結果を示す。図ではすべて 77 K の $\Delta\eta$ を 1 として規格化してある。この図より $\Delta\eta$ は T の増加と共に減少し、またその減少の割合は y が大きくなるほど大きいことがわかる。これも J_{th} の T 依存性と同様に、内部量子効率の変化で説明できることを 2-5 で述べる。

2-4-6 77 K における最短波長発振レーザ特性²⁶⁾

2-4-2 で述べたように本実験において 77 K で得られた最短発振波長は 6190 \AA であり、この波長は従来の $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ レーザで得られたものの発振波長よりも短い。この節では最短波長発振レーザの特性について詳述する。

図 2.18 は、このレーザの室温および 77 K における自然放出スペクトルを示す。これらのスペクトルはピーク電流密度が 100 A/cm^2 で duty 比が 10^{-3} のパルス電流で

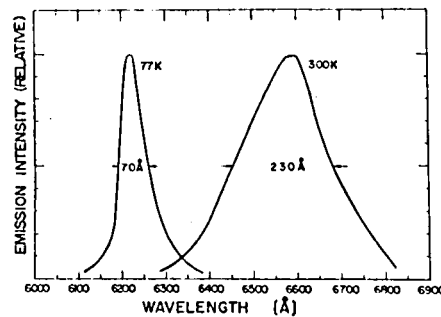
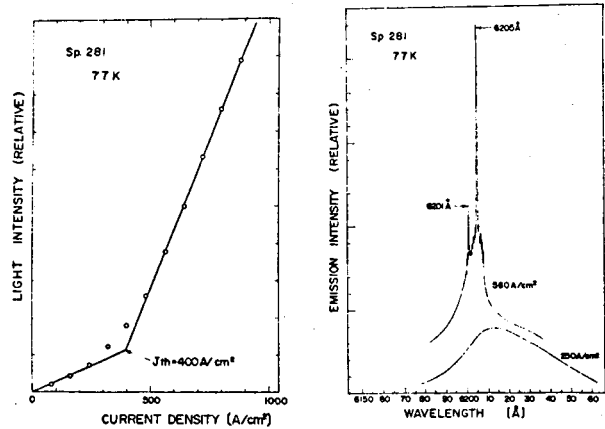


図 2.18 $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ レーザの室温および 77 K における代表的な自然放出スペクトル

測定したものである。従ってジュール熱による波長の移動はほとんどないと考えられる。77 Kにおいては発光スペクトルのピークは6220 Åで半値巾は70 Å、室温ではスペクトルのピークは6600 Åで半値巾は230 Åである。このスペクトルのピークエネルギー値より活性領域はGa_{0.63}Al_{0.37}Asであると予想される。³⁾

図2.19(a)は入力電流と発光出力との関係の一例を示す。この図に示したレーザのJ_{th}は400 A/cm²である。図2.19(b)には同図(a)に示したダイオード

図2.19 (a) Ga_{0.63}Al_{0.37}As
レーザの入力電流と光出力との関係。
(b) Ga_{0.63}Al_{0.37}Asレーザのしきい値以下(250 A/cm²)およびしきい値以上(560 A/cm²)におけるスペクトル



の250 A/cm²及び560 A/cm²におけるスペクトルを示したものである。560 A/cm²では6201 Åと6205 Åに鋭い発振を示しているのがわかる。これらのスペクトルの半値巾は0.5 Åであるが、これは使用した分光器(Spex I)の分解能により制限されており、実際は0.5 Å以下であると考えられる。

図2.20には、電流密度と共に発光スペクトルのピーク波長が変化していく一例を示す。この図より電流密度を増加するに従って、発光スペクトルのピーク波長が短波長側へ移動していくのがわかる。この傾向は図2.19(b)のダイオードのスペクトルでも認められ、一般に本研究で作製されたレーザの77 Kにおける発振ピーク波長は、電流値の増加と共に短波長側へ移動する現象が認められた。これは電流値の増加と共に伝導帯中の擬フェルミ準位が上昇していき、レーザ発振には擬フェルミ準位近傍の電子が最も寄与するためと考えられる。¹⁷⁾

本研究で作製した $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ レーザの最小の J_{th} は 300 A/cm^2 であり、典型的な J_{th} は図 2.19(a) に示した 400 A/cm^2 であった。また観測された最短発振波長は 6190 \AA であった。図 2.21 には 6190 \AA 近傍の波長で発振するレーザの 600 A/cm^2 の電流におけるスペクトルを示す。このスペクトルでは 6189 、 6191 及び 6192 \AA の 3 つの縦モードが支配的である。この 6190 \AA 近傍の発振は $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ レーザでは今までの最短波長発振である。

図 2.22 に $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ レーザの J_{th} の温度依存性および各温度における発振波長を示す。同図には GaAs レーザの J_{th} の温度依存性も参考のために示してある。図中の T_0 は $J_{th} \propto \exp(T/T_0)$ の関係より求めたもので、 GaAs レーザに比べ、 $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ レーザの T_0 が小さく、従って温度依存性が大きくなっているのがよくわかる。表 2.4 は種々の構造を用いた $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ レーザの 77 K における最短波長をまとめたものである。本研究で作製されたレ

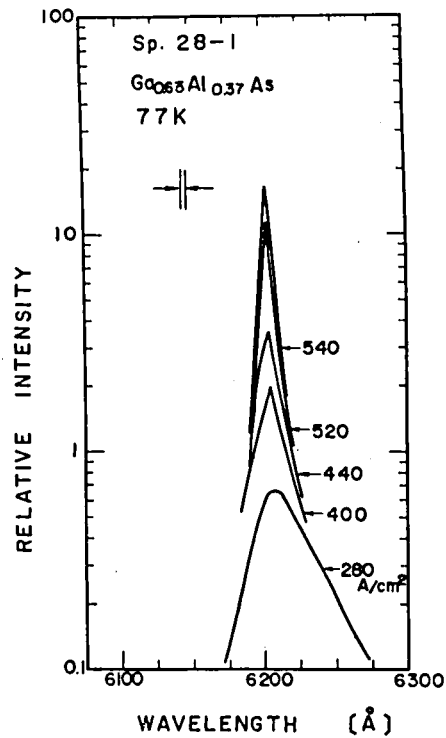


図 2.20 $\text{Ga}_{0.63}\text{Al}_{0.37}\text{As}$ レーザの発光スペクトルのピーク波長の電流依存性

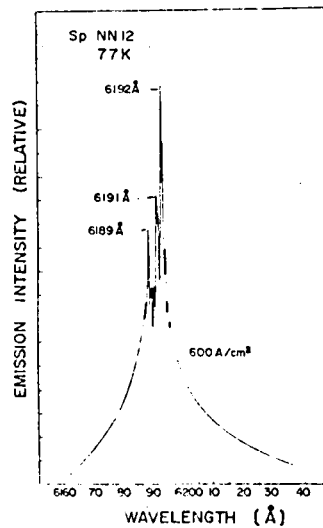


図 2.21 6190 \AA 近傍の発振を示すレーザの発振スペクトル

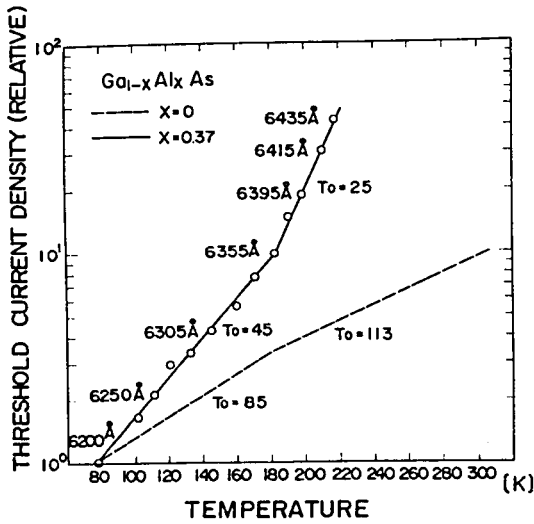


図 2.22 Ga_{0.53}Al_{0.37}As レーザの J_{th} の温度依存性および各温度における発振波長

レーザが他のどの構造のレーザよりも短波長で発振した最大原因は活性領域中の不純物濃度が極端に低いためであり、また低しきい値で発振した原因は、活性領域の厚さが 0.2 μm で、他の構造のその 1/5 ~ 1/10 であること、活性領域中の不純物濃度が低いため、注入キャリア寿命が比較的長く、自由キャリア吸収が減少したこと、²⁷⁾ などであると考えられる。

表 2.4 種々の構造を用いた Ga_{1-y}Al_yAs レーザの 77 K での最短波長の比較

構造	活性領域		最短発振波長 [Å]	J _{th} (A/cm ²)	文献番号
	不純物濃度	厚さ			
p-nホモ接合	~10 ¹⁹ cm ⁻³ (Zn)	~2 μm	6380	3 × 10 ⁴	20
S. H. 接合	~10 ¹⁹ cm ⁻³ (Zn)	~2 μm	6280	6 × 10 ³	3
D. H. 接合	~10 ¹⁸ cm ⁻³ (Zn)	1 μm	6280	5 × 10 ³	16
	2 × 10 ¹⁶ cm ⁻³ (undope)	0.2 μm	6190	3 × 10 ²	本研究

2-5 特性に関する考察

2-4 で述べたしきい値電流密度の波長及び温度依存性、微分量子効率の波長及び温度依存性は $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ のバンド構造で半定量的に説明できる。

$\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ は $[000]$ と $\langle 100 \rangle$ 方向に 6 つの伝導帯の底を有しており、価電子帯の頂上は $[000]$ にある。²⁾ そして $0 \leq y \leq 0.37$ では $[000]$ の伝導帯の底の方が $\langle 100 \rangle$ 方向にある伝導帯の底よりも電子に対して低エネルギー側にあり、 $0.37 \leq y \leq 1$ ではこの関係が逆転する。これを模式的に示したのが図 2.23 である。

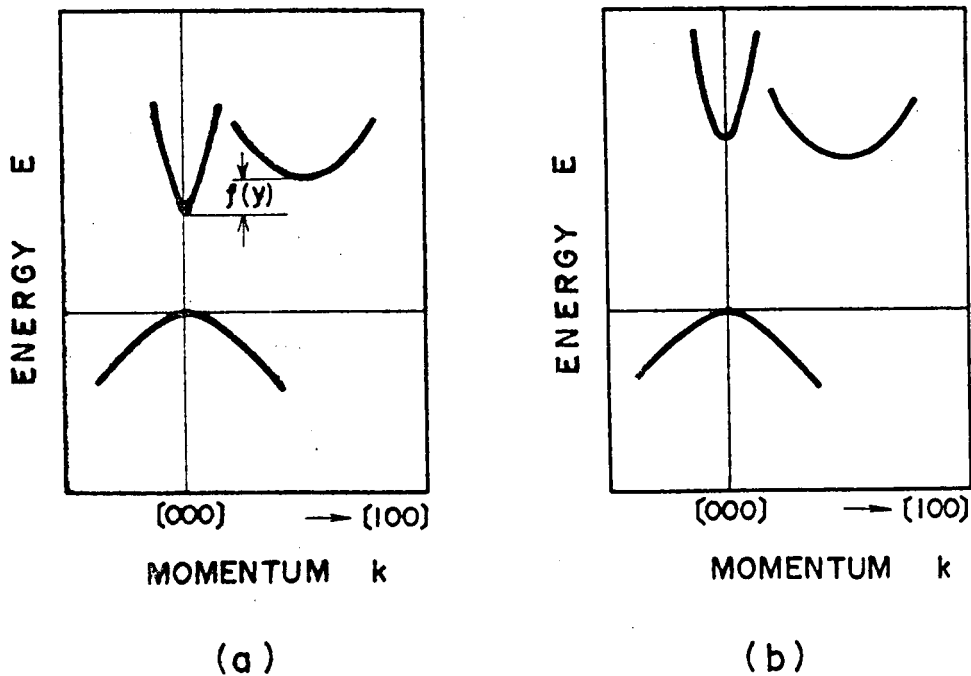


図 2.23 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ のエネルギーバンド構造の模式図。(a)は $0 \leq y \leq 0.37$ で直接遷移型、(b)は $0.37 \leq y \leq 1$ で間接遷移型のバンド構造を示す。

図 2.23 (a)は $0 \leq y \leq 0.37$ のときの図で直接遷移領域を、同図(b)は $0.37 \leq y \leq 1$ のときの図で間接遷移領域を示している。直接遷移領域ではバンド間遷移を行う場合、運動量保存則が自然に成り立つので、キャリアの放射再結合確率は高く、光の利得も大きい。一方間接遷移領域では $\langle 100 \rangle$ 方向にある伝導

帯中の電子が価電子帯中の正孔と再結合するには、運動量保存則を成立させるためにフォノンが関与するいわゆる two-step process が必要となり、キャリアの放射再結合確率は低く、光の利得が小さい。従って一般に間接遷移領域でのレーザ発振はおこらず、この考察でも、発振は直接遷移領域でのみおこると仮定する。

次に伝導帯の底は放物線型 (parabolic) であって、不純物はバンドを形成していないと仮定する。この仮定は、活性領域の不純物濃度が低い時にはかなり正しいと考えられる。¹⁷⁾

以上の仮定が成り立つとすると全注入キャリア濃度 N は

$$N = N_1 + N_2 \quad (2.1)$$

$$N_1 = 6.55 \times 10^{21} \int_0^{\infty} \frac{(m_1^*)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} dE}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]} \quad (2.2)$$

$$N_2 = 6.55 \times 10^{21} \int_{f(y)}^{\infty} \frac{6 (m_2^*)^{\frac{3}{2}} [E - f(y)]^{\frac{1}{2}} dE}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]} \quad (2.3)$$

で与えられる。²¹⁾ ことに N_1 は $[000]$ 伝導帯に注入されたキャリア濃度、 N_2 は $\langle 100 \rangle$ 方向にある 6 つの伝導帯に注入された全キャリア濃度で、 m_1^* 及び m_2^* は $[000]$ 及び $\langle 100 \rangle$ 伝導帯の底における電子の有効質量である。また $f(y)$ は $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ の $[000]$ と $\langle 100 \rangle$ 伝導帯の底の間のエネルギー差であって温度に依存しない。 $m_1^* = 0.072$ 、 $m_2^* = 0.34$ として、²¹⁾ (2.2) 式、(2.3) 式の計算を 300 K 及び 77 K で行い、 N_1/N を N をパラメータとして求めた結果を図 2.24 に示す。この結果を用いることにより 2-4 で得られた実験結果を説明すると次のようになる。

(1) J_{th} の λ 依存性

半導体レーザの発振開始時における単位長当りのエネルギー増幅利得 g_{th} は内部における損失の総和に等しいので、

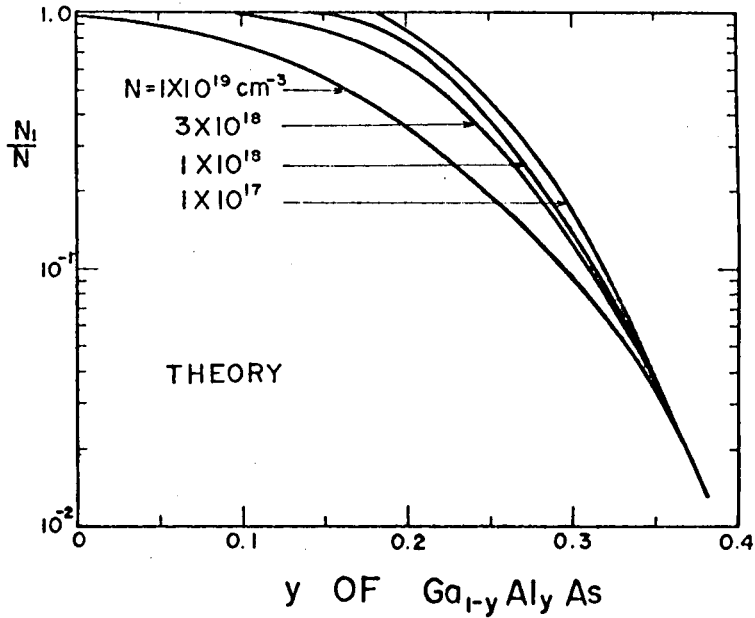


図 2.24 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ の y と、 N_1/N との関係の計算結果。
パラメータは全注入キャリア N である。

$$g_{\text{th}} = \alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (2.4)$$

が成り立つ。¹⁸⁾ ただしここで α は内部での吸収損失及び回折損失の和、 $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ はレーザ端面における反射損失で、 L はキャビティ長、 R は端面の反射係数である。また一般に利得 g は、電流密度 J と

$$g = \beta J^m \quad (2.5)$$

の関係がある。ここに β は利得係数と呼ばれるもので、 m は構造の違いにより 1 ~ 3 の値をとる。D. H. 構造では $m \approx 2$ の値とることが多いが、考察を簡単にするために $m = 1$ と仮定すると β は次式で与えられる。³⁾

$$\frac{1}{\beta} = \frac{8 \pi \nu^2 q d n^2 \Delta \nu}{c^2 \eta_i} \quad (2.6)$$

ここに η_i は内部量子効率、 $\Delta \nu$ はスペクトル幅、 ν は発振周波数、 d は活性領域厚さ、 c は光速、 q は電子の電荷、 n は活性領域の屈折率である。(2.4)

式～(2.6)式より

$$J_{th} = \frac{g_{th}}{\beta} = \frac{8\pi\nu^2 q d n^2 \Delta\nu}{c^2 \eta_i} \left(\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \quad (2.7)$$

となり α が波長に依存せず一定であると仮定すると

$$J_{th} \propto \frac{1}{\beta} \propto \frac{1}{\lambda^2 \eta_i} \quad (2.8)$$

となり J_{th} は η_i に反比例する。 η_i は N_1/N であらわされ、その波長による変化は図 2.24 に示したように全注入キャリア濃度により少し異なる。今の場合、かなり単純化した仮定の上で計算しているので、実験結果と計算結果との厳密な定量的比較はできないが、 J_{th} 及び $|dJ_{th}/d\lambda|$ が短波長発振になるに従って大きくなることは前記の計算結果でも明らかであり、 J_{th} の λ 依存性が $[000]$ 伝導帯に注入されるキャリア濃度の変化によって説明できることを示している。

(2) $\Delta\eta$ の λ 依存性

微分量子効率 $\Delta\eta$ と内部量子効率 η_i との間には

$$\Delta\eta = \eta_i \frac{\ln \frac{1}{R}}{\alpha L + \ln \frac{1}{R}} \quad (2.9)$$

の関係がある。³⁾ ここでも α は波長に依存せずほぼ一定であると仮定すると、

$$\Delta\eta \propto \eta_i \quad (2.10)$$

が成り立ち、 $\Delta\eta$ は図 2.24 のように変化する。即ち $\Delta\eta$ 及び $|d\Delta\eta/d\lambda|$ は短波長にするに従って小さくなる。この傾向は図 2.14 に示した実験結果をかなり満足に説明している。

(3) J_{th} の温度依存性

GaAs 半導体レーザの J_{th} の温度依存性に関しての理論的考察は種々のバンド構造のモデルを用いてかなり詳細に行われており、実験結果と定量的にもよく一致している。^{22)~24)} ここでは先ず F. Stern のモデル²³⁾を用いて J_{th} の

温度依存性を半定量的に説明する。

活性領域内でのエネルギー E の光に対する吸収係数 $\alpha(E)$ は

$$\alpha(E) = \pi^2 c^2 \hbar^3 n^{-2} E^{-2} \tau_{\text{spon}}(E) \{ \exp \{ (E - \Delta F) / kT \} - 1 \} \quad (2.11)$$

で与えられる。ここに n は屈折率、 k はボルツマン定数、 \hbar はプランクの定数、 T は絶対温度、 $\Delta F (= F_n - F_p)$ は電子と正孔の擬フェルミ準位のエネルギー差である。 $\tau_{\text{spon}}(E)$ は E なるエネルギーにおける単位体積、単位エネルギー当りの自然放出量であり、

$$\tau_{\text{spon}}(E) = \int B \rho_c(E') \rho_v(E' - E) f_c(E') [1 - f_v(E' - E)] dE' \quad (2.12)$$

であらわされる。ここに ρ_c 、 ρ_v は各々伝導帯および価電子帯の状態密度、 f_c 、 f_v は各々伝導帯および価電子帯中の電子のフェルミ関数、 B は再結合定数である。(2.11)式より、 $E < \Delta F$ のとき $\alpha(E)$ は負になり、光は増幅されることになる。

次に内部量子効率が100%で活性領域の厚さが $1 \mu\text{m}$ のレーザの発振に必要な電流密度 (nominal current density) J_{nom} は次式で与えられる。

$$J_{\text{nom}} = 1.602 \times 10^{-23} R_{\text{spon}} \quad (2.13)$$

$$R_{\text{spon}} = \int \tau_{\text{spon}}(E) dE \quad (2.14)$$

ここに R_{spon} は自然放出光に関する全再結合率である。

(2.11)式および(2.14)式より次式が導かれる。

$$R_{\text{spon}} = (n^2 E_{m,g}^2 / \pi^2 c^2 \hbar^3) \tau_g \Delta E \quad (2.15)$$

$$\tau = \frac{\int \tau_{\text{spon}}(E) dE}{\tau_{\text{spon}}(E_{m,sp}) \Delta E} \times \frac{\tau_{\text{spon}}(E_{m,sp})}{\tau_{\text{spon}}(E_{m,g})} \times \frac{1}{1 - \exp \{ (E_{m,g} - \Delta E) / kT \}}$$

$$(2.16)$$

ここに g は利得、 $E_{m, g}$ は発振ピークエネルギー、 $E_{m, sp}$ は自然放出ピークエネルギー、 ΔE は自然放出スペクトルの半値幅である。 r の第1項は全温度範囲にわたりほぼ1である。第2項は低温ではほぼ1に近いが、高温になると、励起されたキャリアの平均エネルギーが擬フェルミ準位よりかなり上にあがり、そのため発振に寄与するキャリアの割合が相当小さくなる結果、1よりかなり大きくなる。第3項も低温ではほぼ1であるが、高温になると1に比べて大きくなる。以上の r の温度変化より J_{th} は高温になるほど大きくなることが説明される。

F. Stern は (2.12) 式の右辺の B はエネルギーに依存しない定数と仮定して計算した結果 $J_{th} \propto T^n$ ($n \approx 3$) という関係を求めてホモ接合レーザの J_{th} の温度依存性の実験結果と定量的にもよく一致することを示した。

一方 C. J. Hwang は電子の遷移が 'parabolic' な伝導帯からアクセプタ準位へ行われるとして (2.12) 式の再結合定数 B のエネルギー依存性を求め、それを用いて計算した結果として、

$$J_{th} \propto \exp (T / T_0) \quad (2.17)$$

の関係を求めた。²⁴⁾ ここに T_0 は特性温度 (characteristic temperature) と呼ばれる。(2.17) 式より T_0 が小さいほど J_{th} の温度依存性が大きくなることがわかる。(2.17) 式はダブルヘテロ構造 GaAs レーザの J_{th} の温度依存性とよく一致する。D. H. 構造 $Ga_{1-y}Al_yAs$ レーザの J_{th} の温度依存性は図 2.15 に示すように、GaAs レーザと同様、(2.17) 式の関係を満たすが、 y が大きくなるに従って T_0 は小さくなり、従って温度依存性が大きくなっている。この原因は次のように考えられる。 J_{nom} は (2.13) 式で与えられるが、 J_{nom} と実際のしきい値電流密度 J_{th} との間には次の関係がある。²⁵⁾

$$J_{th} = J_{nom} d / \eta_i \Gamma \quad (2.18)$$

ここに d は活性領域の厚さ、 η_i は内部量子効率、 Γ は活性領域内を伝搬するモードの全エネルギーに対する割合である。 $Ga_{1-y}Al_yAs$ レーザでは、(2.18)

式の $J_{n,om}$ の温度依存性以外に η_i の温度依存性も考慮する必要がある。 η_i の温度依存性は図 2.23 より y が大きくなるほど大きくなることが予想できる。従って J_{th} の温度依存性も、 y が大きくなるにつれて大きくなることが理解できる。

(4) $\Delta\eta$ の温度依存性

(2.9) 式に示したように $\Delta\eta$ は、 α および R がほぼ一定であれば η_i に反比例する。 η_i は上述したように $Ga_{1-y}Al_yAs$ の y の値が大きくなるほど温度に対する変化も大きくなる。従って $\Delta\eta$ の温度依存性も y が大きくなるほど大きくなることがわかる。温度上昇とともに $\Delta\eta$ が減少するのは、(2.9) 式中の α が温度と共に増加することと、間接遷移非発光再結合およびそれ以外の非発光過程が温度と共に増加して、その結果 η_i が減少するためと考えられる。

2-6 ま と め

第 2 章で得られた重要な結果をここでまとめる。

- (1) ダブルヘテロ構造全面電極型 $Ga_{1-y}Al_yAs$ の可視光半導体レーザを製作した。活性領域中の残留不純物濃度は $(2 \sim 3) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の低濃度となるようにし、また活性領域をはさみクラッド層となる n 型および p 型 $Ga_{1-x}Al_xAs$ の x の値は $0.7 \sim 0.8$ として、活性領域内でのキャリアおよび光の閉じ込めが良好になるようにした。
- (2) エピタキシャル成長は通常のスライド方式で行った。基板ホルダーとしてはグラッシーカーボンを用い、活性領域成長用溶液を基板にかぶせる直前に純粋の Ga だけからなる洗浄液を基板に通過させて、基板上の残留溶液中の Al を洗浄液中に溶解させるようにした。その結果、活性領域中の Al の濃度を正確に制御することが可能となった。
- (3) 可視光 $Ga_{1-y}Al_yAs$ レーザのしきい値電流密度 J_{th} は、活性領域厚さを一定にした場合、 y が大きくなるに従って増加した。とくに室温では 7500

\AA より短波長側での J_{th} の増加の傾向は急激であった。この傾向は、 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ のバンド構造を用い、直接遷移過程は発光再結合を行い間接遷移過程は非発光再結合を行うとして計算した J_{th} の波長依存性と半定量的に一致することを示した。

- (4) 発振微分効率 $\Delta\eta$ は、短波長発振になるに従って室温でも 77 K でも減少した。これも J_{th} の波長依存性と同様、内部量子効率 η_i の波長依存性で半定量的に説明できることを示した。
- (5) J_{th} は温度と共に増加し、その温度変化は $\exp(T/T_0)$ で表わされることを示した。また y が大きくなるに従って定数 T_0 は小さくなり、従って J_{th} の温度依存性が大きくなることを明らかにした。
- (6) $\Delta\eta$ は温度と共に減少し、その温度依存性は y が大きくなるに従って大きくなることを明らかにした。
- (7) 本研究で得られた $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ レーザの 77 K で得られた最短波長は 6190\AA でその最小の J_{th} は 300 A/cm^2 であった。この発振波長は $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ レーザの今まで報告された最短発振波長である。

文 献

- 1) M. Ettenberg and R. J. Paff, J. Appl. Phys., 41, 3926 (1970)
- 2) H. C. Casey, JR. and M. B. Panish, J. Appl. Phys., 40, 4910 (1969)
- 3) H. Kressel, H. F. Lockwood and H. Nelson, IEEE J. Quantum Electron., QE-6, 278 (1970)
- 4) H. Kressel, H. F. Lockwood, F. H. Nicoll and M. Ettenberg, IEEE J. Quantum Electron., QE-9, 383 (1973)
- 5) 例えば、奥泰二、電子技術、13、40 (1971)
- 6) S. M. Ku and J. F. Black, J. Appl. Phys., 37, 3733 (1966)
- 7) H. Rupprecht, J. M. Woodall, and G. D. Pettit, Appl. Phys. Letters, 11, 81 (1967)
- 8) 杉山耕一、川上剛司、斉藤久夫、第31回応物講演予稿集、28 (1970)
- 9) M. Ilegems and G. L. Pearson, Proceedings of 1968 Symposium on GaAs (London 1969) p.3
- 10) M. B. Panish, S. Sumski, and I. Hayashi, Metallurgical Transactions of A. I. M. E., 2, 795 (1971)
- 11) B. I. Miller, E. Pinkas, I. Hayashi, and R. J. Capik, J. Appl. Phys., 43, 2817 (1972)
- 12) M. B. Panish, I. Hayashi, and S. Sumski, Appl. Phys. Lett., 16, 326 (1970)
- 13) I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski, Appl. Phys. Lett., 17, 109 (1970)
- 14) S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices (John Wiley & Sons, Inc. 1969) p. 114
- 15) B. I. Miller, J. E. Ripper, J. C. Dymant, E. Pinkas and M. B.

- Panish, Appl. Phys. Lett., 18, 403 (1971)
- 16) H. Kressel and F. Z. Hawrylo, J. Appl. Phys., 44, 4222 (1973)
 - 17) E. Pinkas, B. I. Miller, I. Hayashi, and P. W. Foy, J. Appl. Phys., 43, 2827 (1972)
 - 18) I. Hayashi, M. B. Panish, and F. K. Reinhart, J. Appl. Phys., 42, 1929 (1971)
 - 19) C. J. Hwang, Phys. Rev., B-2, 4126 (1970)
 - 20) W. Susaki, T. Sogo and T. Oku, Proceedings of 1968 Symposium on GaAs (London 1969) p.116
 - 21) H. P. Maruska and J. I. Pankove, Solid-State Electron., 10, 917 (1967)
 - 22) G. Lasher and F. Stern, Phys. Rev., 133, A553 (1964)
 - 23) F. Stern, Phys. Rev., 148, 186 (1966)
 - 24) C. J. Hwang, Phys. Rev., B-2, 4126 (1970)
 - 25) K. Itoh, 1973 Proc. Int. Conf. Solid State Devices (Japan Soc. Appl. Phys., Tokyo, Japan, 1974) p. 49
 - 26) K. Itoh, Appl. Phys. Lett., 24, 127 (1974)
 - 27) C. J. Hwang and J. C. Dymant, J. Appl. Phys., 44, 3241 (1973)
 - 28) H. Kressel and J. K. Butler, Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs (Academic Press 1977) p. 503

第3章 ヘテロアイソレーションストライプ型 可視光発振レーザ

3-1 序

第2章で述べたように $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ を用いた可視光レーザでは、その発振波長が短くなるに従って J_{th} は急速に増加していくが、室温では発振波長が 7500\AA より長い場合、その J_{th} の波長依存性はかなり小さい。従って放熱特性が良好なストライプ構造を用い、活性領域の厚さが $0.2\ \mu\text{m}$ 程度のうすいダブルヘテロ構造 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ レーザを作製すると 7500\AA 程度まで室温連続発振する可能性がある。 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ を用いたレーザの従来最短波長は室温では 7730\AA である¹⁾ が、この波長はまだ可視光領域に入っていない。その理由の一つは、用いたストライプ構造が放熱特性の悪いオキシドストライプ構造を用いているためと考えられる。即ち活性領域で発生した熱は、酸化膜の付着していないストライプ部を通してしかヒートシンクに逃げる事ができないので、 J_{th} が少し高いとオキシドストライプ構造では室温連続発振が困難になる。

筆者は放熱特性の良好なストライプ型として、3-2で述べるヘテロアイソレーションストライプ (Hetero-Isolation Stripe、略してHIS) 型レーザを開発した。そしてこのストライプ型を用いて可視光レーザを作製した結果、室温で 7610\AA の可視光連続発振を初めて実現した²⁾ また室温パルス発振では従来の注入型レーザで実現されたどの波長よりも短い 6680\AA の発振に成功した³⁾ 第3章では新ストライプ構造であるHIS型レーザの特徴及びその製法、HIS型を用いて作製した $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 可視光レーザの種々の特性ならびにその特性に関する考察に関して述べる。

3-2 ヘテロアイソレーションストライプ型レーザ

3-2-1 従来のストライプ型の欠点

D. H.構造は p-n接合面に垂直な方向にキャリアを有効に閉じ込めること

ができるが、接合面に平行な方向においても、その一部の領域にキャリアの閉じ込めを行い動作電流を下げる目的で種々のストライプ構造が考えられている。ストライプ構造とは図 3.1 の(b)~(d)に示すようなもので、図 3.1 (a)に示す全面電極型に比べて、キャリアを中央の細長い電極部(ストライプ幅 W)の直下の活性領域部に閉じ込めることができるので、 W をせまくすることにより動作電

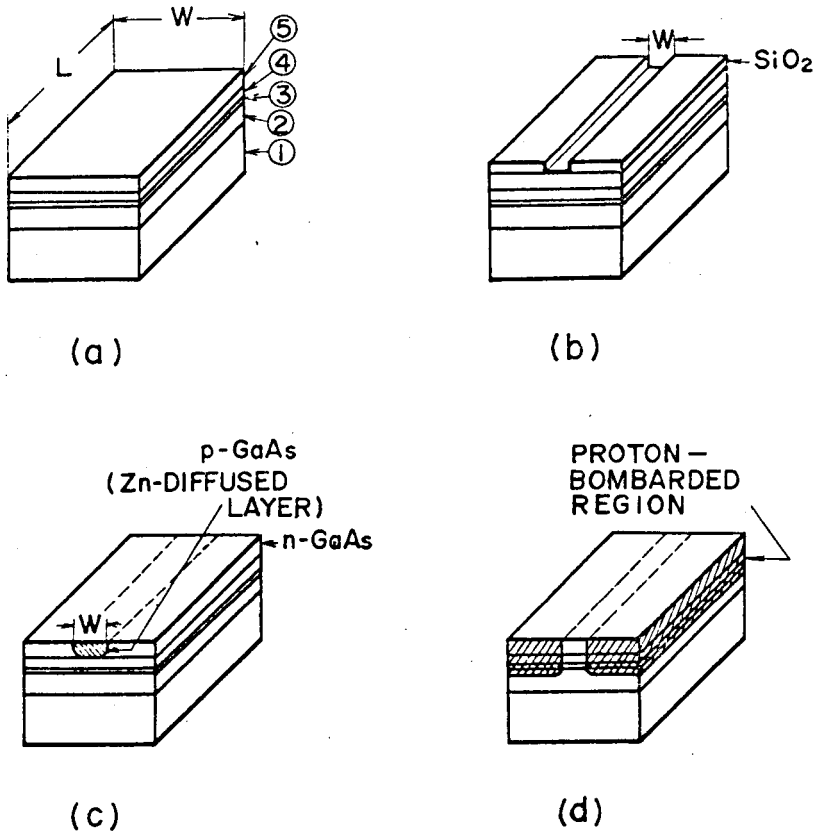


図 3.1 全面電極型および各種ストライプ型レーザの概略図

(a)全面電極型、(b)オキシサイドストライプ型、(c)プレーナストライプ型、(d)プロトン照射ストライプ型。図で① $n\text{-GaAs}$ ② $n\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ③ $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ ④ $p\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ⑤ $p\text{-GaAs}$ の各層を表わす

流を小さくすることができる。さらにストライプ構造は全面電極型に比べて発振モードの単純なものが得やすく、最近の半導体レーザは、ほとんどがストラ

イブ構造を用いて研究されている。ストライプ構造の種類としてはオキシドストライプ型、³⁾プロトン照射ストライプ型、⁴⁾プレーナストライプ型、⁵⁾メサストライプ型、⁶⁾内部ストライプ型、⁷⁾ジャンクションストライプ型⁸⁾などがあるが、これらのストライプ型の大部分は次に示す3つの型に分類することができる。

- (1) 図3.1(b)に示すオキシドストライプ型に代表されるように、 SiO_2 膜、 Si_3N_4 膜、 Al_2O_3 膜などの絶縁膜を用いてストライプ部を構成しているレーザ
- (2) 図3.1(c)に示すプレーナストライプ型に代表されるようにZnの深い拡散を利用してp-n接合分離を行い、それによりストライプ部を構成しているレーザ
- (3) 図3.1(d)に示すプロトン照射ストライプ型に代表されるように、イオンやプロトンを照射して形成した高抵抗領域で絶縁分離を行い、それによりストライプ部を構成しているレーザ

絶縁膜を用いたストライプ型レーザは、その表面がストライプ部を除いてすべて絶縁膜で覆われているので放熱特性が悪い。またGaAsと絶縁膜との熱膨張係数の差により、その界面に大きな応力や転位が発生し、これが活性領域近傍にまで達するとレーザ特性の劣化をもたらす原因になると考えられる。

Znの深い拡散を利用したストライプ型レーザは、表面に絶縁膜がなく、活性領域で発生した熱を有効にヒートシンクに逃がすことができるが、Zn拡散の前面では転位あるいは格子欠陥などの結晶欠陥が多く発生しており、これらの活性領域近傍での欠陥は発振しきい値を増加したり⁷⁾劣化を早めたりする⁹⁾

イオンやプロトンを照射してストライプ部を形成するレーザでは、上述の問題点はかなり解決されるが、それでも照射による欠陥の導入は避けられず、また照射領域の光吸収係数がある程度まで下げている。この熱処理条件はひじょうに微妙である。すなわち高温で行うと照射部の比抵抗が低くなり、他方低温で行うと光吸収係数が低減しない。したがって熱処理温度の選定が相当困難であるといわれている。

3-2-2 ヘテロアイソレーションストライプ型レーザの構造と特徴

上述のように従来のストライプ型レーザは各々一長一短があり、これらの欠点を同時に取り除くことができなかつた。筆者は上述の欠点をあらゆる角度から検討した結果、上述のすべての欠点を除いたストライプ型レーザを考案した。

図3.2にその構造を

示す。このストライプ型レーザは、従来のダブルヘテロ構造レーザの第4層p-GaAsの上にさらに第5層n-Ga_{1-z}Al_zAsをエピタキシャル

成長し、その一部を

Ga_{1-z}Al_zAsの選択エッチング液を用いて窓あけを行い、この窓の部分をもストライプ電極部としたものである。この素子に図3.2の上側の電極に正電圧を印加すると、ストライプ電極部には順方向電流が流れるが、それ以外の部分はn-Ga_{1-z}Al_zAsとp-GaAsが逆方向にバイアスされるため電流は流れず、従ってストライプ電極部直下の活性領域中にキャリアは閉じ込められる。ストライプ部はヘテロp-n接合によって絶縁分離されているので、Hetero-Isolation Stripe (略してHIS)型レーザと名付けた。

HIS型レーザは従来のレーザに比べて次の特徴を有している。

- (1) 活性領域で発生した熱は、ストライプ部だけでなく、n-Ga_{1-z}Al_zAs層を通してヒートシンクに逃げるので、従来のオキサイドストライプ型レーザに比べて放熱特性が良好である。図3.3は、従来のオキサイドストライプ型レーザとHIS型レーザの直流入力電流-光出力特性の代表例を比較してある。これらのレーザのストライプ幅は30μm、キャリアビティ長は200μmであり、オキサイドストライプ型レー

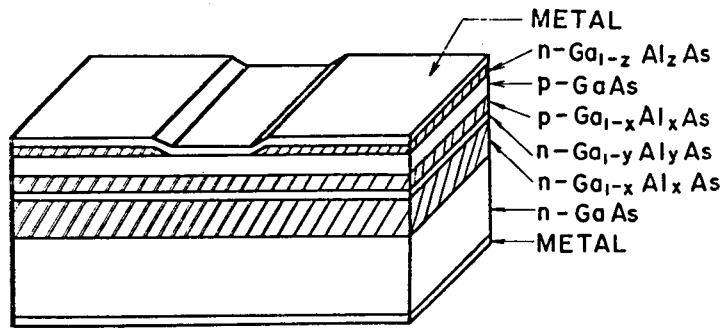


図3.2 Hetero-Isolation Stripe(HIS)型レーザの構造

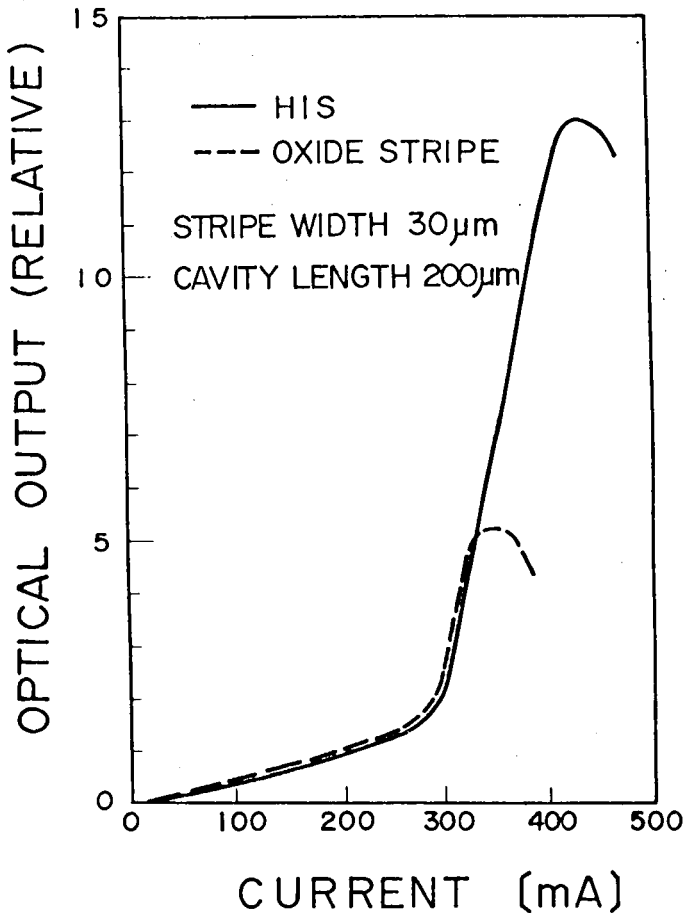


図3.3 HIS型レーザとオキシッドストライプ型レーザの直流入力電流-光出力特性の比較

ザの SiO_2 膜の厚さは $0.5 \mu\text{m}$ 、H I S型レーザの第5層 $\text{n-Ga}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$ 層の厚さも $0.5 \mu\text{m}$ である。これらのレーザ素子はどちらもストライプ側を銅のヒートシンクに同一条件でマウントしてある。この図よりH I S型レーザでは 430 mA (約 7000 A/cm^2) で光出力は飽和しているが、オキシッドストライプ型レーザでは 340 mA (約 5500 A/cm^2) で光出力は飽和しており、H I S型レーザの方が、飽和電流が約1.3倍大きいことがわかる。

即ち、H I S型レーザ

は、オキシッドストライプ型レーザに比べて放熱特性が良好であることを示している。

- (2) GaAs と $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ とは格子定数のマッチングが非常に良いので、オキシッドストライプ型レーザに比べて、界面での歪はずっと小さい。 GaAs-SiO_2 の界面及び $\text{GaAs-Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ の界面で発生する応力の大きさを理論的及び実験的に求めて比較してみた。 $100 \mu\text{m}$ の厚さの (100) 面の n-GaAs の上に SiO_2 膜を化学蒸着法を用い 400°C で付

着し、その基板のそりから次式を用いて界面での応力を求めた。¹⁰⁾

$$\sigma = \frac{1}{12} \frac{E}{1-\nu} \frac{t_s^2}{t_f} \frac{1}{f} \quad (3.1)$$

ここに σ は界面での応力、 E 及び ν はGaAsのヤング率及びポアソン比、 t_s はGaAsの厚さ、 t_f はSiO₂膜の厚さ、 f は基板のそりの焦点距離である。(100)面GaAsの $E/(1-\nu)$ は 1.23×10^{12} dyn/cm²であるので、 f を求めることにより、 σ は求められる。その結果を図3.4の×印で示す。次に100 μ mの厚さの(100)面のn-GaAsの上にn-Ga_{1-z}Al_zAsを850℃で液相エピタキシャル成長し、上述の場合と同様、基板のそりを求めてみたが、Ga_{1-z}Al_zAsの厚さが2 μ m以下の場合、そりは実験的に検知できるほど大きくはなかった。従ってGaAsとGa_{1-z}Al_zAsとの界面に発生する応力は計算より求めた。

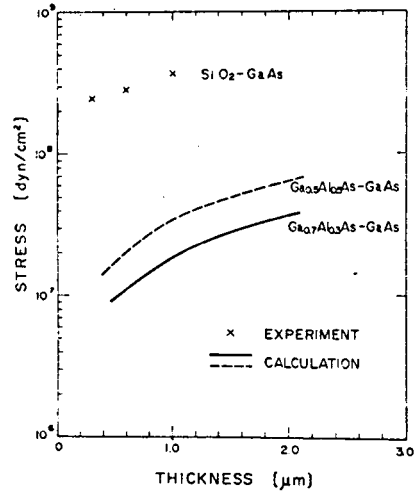


図3.4 SiO₂膜下のGaAs、およびGa_{1-z}Al_zAs下のGaAsに生じる歪の大きさの比較

GaAsとGa_{1-z}Al_zAsの界面でGaAs側に働く応力 σ は次式で表わされる。¹¹⁾

$$\sigma = \frac{1}{3\rho(d_1+d_2)d_1} \left(\frac{d_1^3}{s_1} + \frac{d_2^3}{s_2} \right) + \frac{d_1}{s_1\rho} \quad (3.2)$$

ここに d_1 および d_2 は各々GaAsおよびGa_{1-z}Al_zAsの層の厚さの1/2であり、 s_1 および s_2 は各々GaAsおよびGa_{1-z}Al_zAsの実効コンプライアンスである。実験誤差を考慮すれば、一次近似としてあらゆる z の値に対し $s_1 = s_2$ ($= 8.12 \times 10^{-13}$ cm²/dyn)としても大きな

誤差の原因とはならない。また ρ はそりの半径であり、次式で与えられる。

$$\rho = (d_1 + d_2) \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{s_1}{d_1} + \frac{s_2}{d_2} \right) \left(\frac{d_1^3}{s_1} + \frac{d_2^3}{s_2} \right) (d_1 + d_2)^{-2} \right] \times [(\alpha_2 - \alpha_1) \Delta T]^{-1} \quad (3.3)$$

ここに α_1 および α_2 は各々 GaAs および $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ の熱膨張係数、 ΔT は周囲温度と、格子のマッチングが完全な温度 (900°C) との差である。(3.2) と (3.3) 式を用いて界面に生じる歪を計算した計算結果を図 2.4 に示してある。図で実線は GaAs と $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ との界面に生じる歪を、破線は GaAs と $\text{Ga}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$ との界面に生じる歪の計算結果である。同図の結果を比較することにより、 $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ 直下の GaAs への歪は、 SiO_2 膜下の GaAs への歪の $1/10$ 以下にすることができる。従って SiO_2 膜のかわりに $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ を用いることにより内部歪をひじょうに小さくすることが可能であることがわかる。

- (3) H I S 型レーザでは深い Zn の拡散やプロトン照射工程が不要である。従ってこれらの工程によって導入される欠陥あるいは転位などの発生する心配は全くない。

以上述べてきたように H I S 型レーザは従来のストライプ型レーザと比較して多くの長所を有しており、また製法がきわめて簡単であるという特徴もあり、以下に述べる可視光発振レーザはすべてこのストライプ構造を用いて作製した。

3-3 試料の作製

3-3-1 結晶成長の準備

活性領域は第 2 章の場合と同様、アンドープ (undoped) n 型 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ ($0 \leq y \leq 0.37$) とした。一方、これをはさむ n 及び p- $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ の

xの値は、赤外光発振レーザの場合は $x = 0.3$ としたが、可視光発振レーザの場合は、 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ のエネルギーギャップが、 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ のそれより約 0.25 eV 大きくなるように x の値を選んだ。すなわち、赤外光レーザでは $x = 0.3$ とすることによりキャリアの閉じ込めが完全であることがわかっており、^{12) 24)} その時の活性領域と非活性領域のエネルギーギャップ差が約 0.25 eV であることより、可視光レーザに対してもこれが適用できると考えて x 値を決めた。

GaAs 及び $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ に対する n 型ドーパントとしては Sn を、p 型ドーパントとしては Ge を用いた。第 2 章では p 型ドーパントとして Zn を用いたが、Zn は蒸気圧が高いため成長前の予熱時に、Ga 溶液中から相当量蒸発し、従って成長層中のドーパントの量を制御するのが難かしかつたため、今回は p 型ドーパントとして蒸気圧の低い Ge を用いた。

第 5 層 $\text{n-Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ の z の値はストライプの窓あけの容易さを考えると大きいほど良いが $z > 0.6$ では $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ の表面の酸化が極端に早く進行するので、 $0.4 \leq z \leq 0.6$ とすることにした。

$\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ の選択エッチング液としては塩酸、フッ酸などがよく知られているが、表面が少しでも酸化していると塩酸では酸化膜が除去できないためエッチングが不可能となり、一方フッ酸では、フォトリソエッチング工程でマスクとして用いる SiO_2 膜も同時にエッチングされてしまうので選択的に窓あけするのが難しい。これらのエッチング液の欠点を除去できるエッチング液を開発することは H I S 型レーザを開発する上に是非とも必要である。種々の予備実験の結果、 150°C 以上に加熱したリン酸液を用いると、表面が少々酸化していても $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ のエッチングが可能であり、また SiO_2 は侵さないことを発見した。この液の特性については 3-3-4 で詳しく述べる。

3-3-2 結晶成長装置および方法

結晶成長装置は 2-2-2 で述べた装置と同一のものである。表 3.1 に各溶液だめ中の溶媒および溶質の成分比、ならびに成長層中の Al のモル比の期待値を示す。

溶液 だめ	成 長 層	Ga(g)	GaAs (mg)	Al (mg)	dopant (mg)	x、y、z の値
1	n-Ga _{1-x} Al _x As	1	50	2.3-6.4	120(Sn)	0.3-0.8
2	n-Ga _{1-y} Al _y As	1	80	0-2.7	undope	0-0.37
3	p-Ga _{1-x} Al _x As	1	50	2.3-6.4	50(Ge)	0.3-0.8
4	p-GaAs	1	80	0	50(Ge)	-
5	n-Ga _{1-z} Al _z As	1	50	3.3-4.8	30(Sn)	0.4-0.6

表 3.1 各溶液だめ中の溶媒および溶質の成分比、ならびに成長層中の Al のモル比の期待値

成長時の時間-温度プロフィールは図 2.3 とほぼ同じであるが、今回は成長膜厚の制御をさらによくするために炉は $0.5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ の割合で降温した。先ず炉を 860°C で 1 時間保った後、 $0.5^{\circ}\text{C}/\text{min}$ で降温を始め第 1 層目は 845°C から 10 分間、第 2 層目は 2~10 秒間、第 3 層目は 2 分間、第 4 層目は 2 分間、第 5 層目は 5 分間、連続的に成長する。これにより成長膜の厚さは、n-Ga_{1-x}Al_xAs は 2~3 μm 、n-Ga_{1-y}Al_yAs は 0.2~0.8 μm 、p-Ga_{1-x}Al_xAs は 0.5 μm 、p-GaAs は 1 μm 、n-Ga_{1-z}Al_zAs は 0.5~1 μm であった。

3-3-3 成長層の観察

図 3.5 には成長したエピタキシャルウェファの表面写真を示す。

成長表面には下の方眼紙の目盛がきれいに映っており、表面がひじょうに鏡面であることを示している。成長後、基板表面に Ga が残存しているとその部分の表面だけ GaAs が異常に成長しているので、フォトエッチングにかけにくく、また Ga_{1-z}Al_zAs の選択エッチング液で GaAs はエッチングで

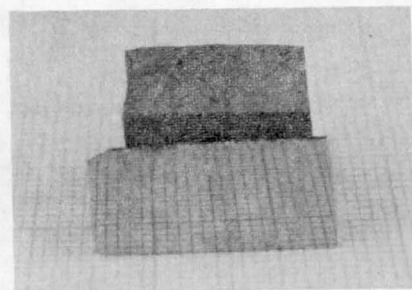
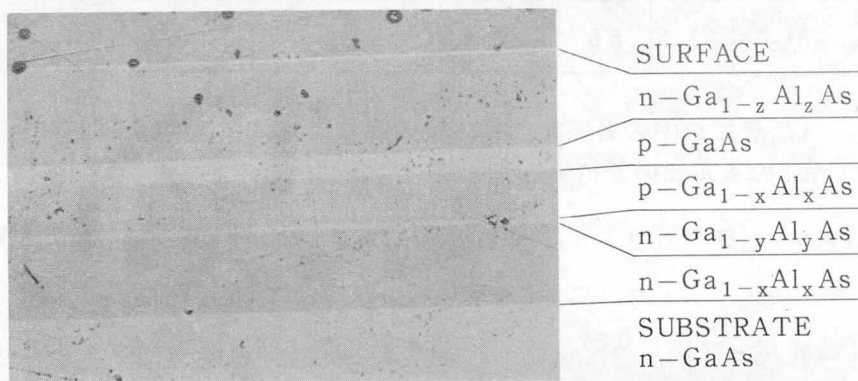


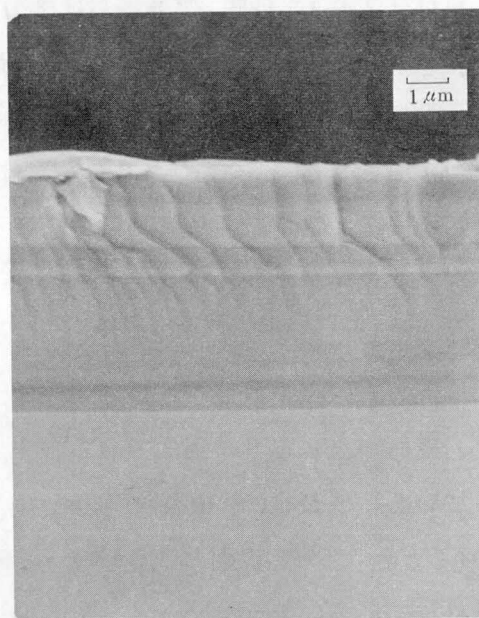
図 3.5 エピタキシャルウェファの表面写真

きないので、その部分だけストライプ部が形成できない。従って第2章の全面電極型レーザの場合と異なり、表面にGaが残っているとひじょうに問題となる。基板の厚さ、溶液だめの底と基板とのすき間の大きさなどがGaの残存に大きく影響するのでこれらのGa残存の原因となる要素を注意深く取り除いて成長を行った。

各成長層の厚さは、角度研磨部の顕微鏡観察あるいはへき開部のS.E.M.写真より求めた。図3.6に角度研磨した写真(a)およびへき開部のS.E.M.写



(a)



(b)

図3.6 (a) エピタキシャルウェファの角度研磨部の顕微鏡写真

(b) エピタキシャルウェファのへき開面のS.E.M.写真

真(b)を示す。

第2層目のAlの濃度yは第2章の場合と同様 $h\nu_L = E_g - 0.03 \text{ (eV)}$ という関係を用いて発振波長から逆算して求めた。

3-3-4 ダイオードの作製

HIS型レーザでは第5層 $n\text{-Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ の一部をストライプ状に選択エッチングする必要がある。この選択エッチング液として前述のように 150°C 以上に加熱した熱リン酸が有効であることを発見したが、 $\text{GaAs}(100)$ 面に対し $\text{NaOH-H}_2\text{O}_2$ 系のエッチング液がエッチング速度の異方性を持つ¹³⁾ と同様 $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}(100)$ 面に対し、熱リン酸はエッチング速度の異方性があることがわかった。HIS型レーザ用ウェファの第5層 $n\text{-Ga}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$ の上に化学蒸着法で SiO_2 膜を 5000Å の厚さ形成し、直交する $\langle 011 \rangle$ 及び $\langle 0\bar{1}\bar{1} \rangle$ 方向に $10\text{ }\mu\text{m}$ 幅の窓あけをフォトエッチング技術を用いて行い、窓の直下の $\text{Ga}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}$ を熱リン酸を用いてエッチングを行った後のへき開写真を図 3.7 (a)および(b)に示す。図よりへき開面 (011) の側壁は内傾斜、へき開面 $(0\bar{1}\bar{1})$ の側壁は外傾斜しており、

これらの傾斜面と試料面 (100) とのなす面角度 θ は $50\sim 55^\circ$ であり、これは図 3.7 (c) に示すように (100) 面と (111) A面とのなす角度 ($54^\circ 44'$) にほぼ等しい。従ってエッチング側面は (111) A面であると考えられる¹³⁾

ストライプ方向として $\langle 011 \rangle$ 方向を選ぶと

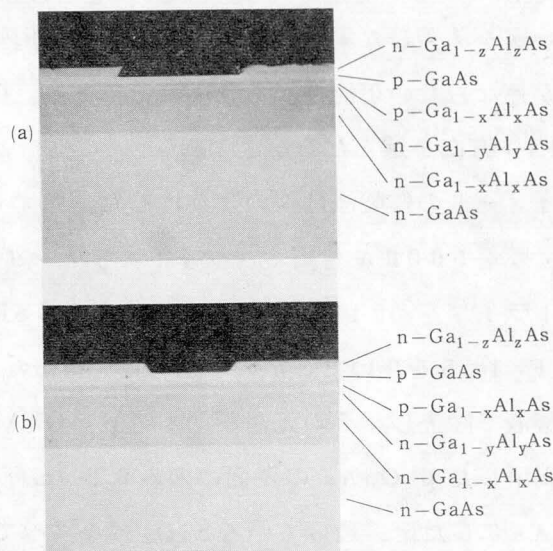
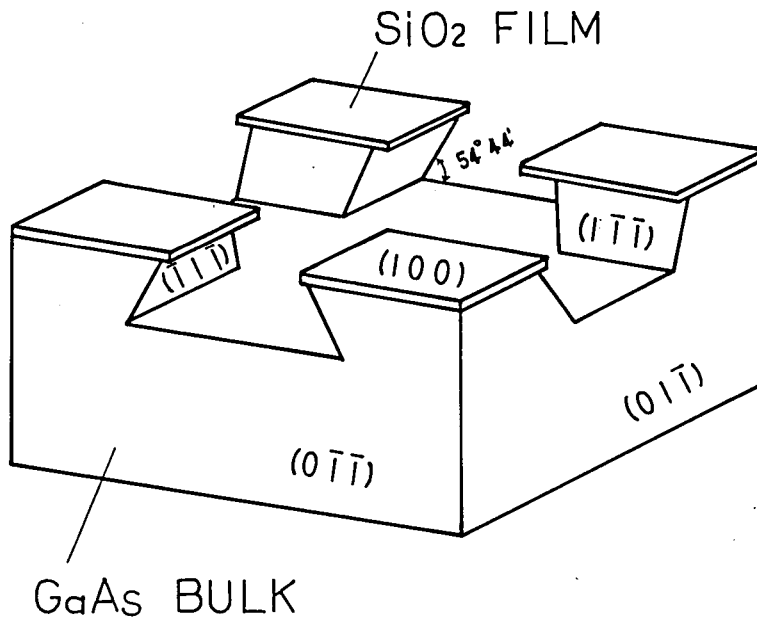


図 3.7 HIS型レーザのへき開写真

- (a) ストライプ方向が $\langle 011 \rangle$ 方向の場合
 (b) ストライプ方向が $\langle 0\bar{1}\bar{1} \rangle$ 方向の場合



(e) エッチングプロファイルの立体的説明

電極金属を蒸着した場合、ストライプ側壁が内傾斜しているので、側面で電極金属が連ならない可能性があり不都合である。従ってストライプ方向としては $\langle 01\bar{1} \rangle$ 方向を選んだ方がよい。

ダイオードの作製法は次のようにした。先ず $n\text{-Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ の表面に SiO_2 膜を 5000 \AA 付着し、フォトエッチング技術を用いて $10 \sim 30 \mu\text{m}$ 幅のストライプを $\langle 01\bar{1} \rangle$ 方向に窓あけする。 SiO_2 膜の除去液としては $\text{HF} : \text{NH}_4\text{F} = 1 : 5$ を用いた。次いで窓あけを行った直下の $n\text{-Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ を熱リン酸液で除去し、その先端が第4層 $p\text{-GaAs}$ にまで達するようにする。次に露呈した $p\text{-GaAs}$ の表面にのみ $0.2 \mu\text{m}$ 程度の深さの Zn 拡散を行って $p^+\text{-GaAs}$ にした後、残っている SiO_2 膜をすべて除去する。 $n\text{-Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ 側の電極金属としては、 Ti を 2000 \AA 、 Pt を 2000 \AA 、 Au を 5000 \AA 順次スパッタ法で付着してオーミック電極とする。次に基板の $n\text{-GaAs}$ を研磨し、全体の厚さを $100 \sim 80 \mu\text{m}$ にした後、 $n\text{-GaAs}$ 側に Au-Ge-Ni を真空

蒸着で付着する。その後、 $(01\bar{1})$ 劈開面を利用して劈開し、キャビティ長 $200\sim 300\mu\text{m}$ のダイスを形成する。最後にこのダイスを銅ブロック上、あるいはレーザ用ステム上に、 $n\text{-Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ 側が放熱体側にくるようにマウントしてレーザ素子は完成する。図 3.8 にレーザ用ステム上にマウントしたレーザの斜め上から見た写真を示す。

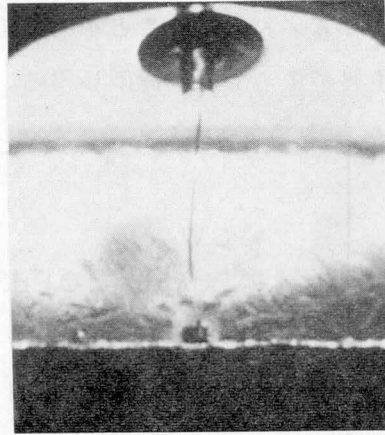


図 3.8 ステム上にマウントしたレーザの斜め上から見た写真

3-4 特性測定方法

成長層の厚さは光学顕微鏡又は S. E. M. (走査型電子顕微鏡) で測定した。 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 成長層中の Al のモル比 x は X 線マイクロアナリシスの結果より、また活性領域中の Al のモル比 y はレーザ発振波長より求めた。発振ス

ペクトルは Nikon G250 分光器を用いて測定した。発振近視野像 (near field pattern) は光学顕微鏡像を Si ビジコンで観察し、それをテレビ画面に映し出して観測した。また遠視野像 (far field pattern) はレーザから 10cm ほど離れた位置に白紙あるいは赤外-可視変換用塗料を塗った紙を置きその上に結んだ像を観測した。

レーザ発振のパルス測定は、パルス幅 100ns 、繰り返し周波数 100Hz のパルスを用いて測定した。

3-5 特性測定結果

3-5-1 しきい値電流密度-発振波長特性

図 3.9 に H I S 型レーザの室温で得られたレーザ発振波長 λ とそのしきい値電流密度 J_{th} との関係を示す。図で白丸で示したものはパルス発振したもの、又黒丸で示したものは、室温連続発振したもので、それらをパルス発振させた時の J_{th} 及び λ は矢印の元に書いてある白丸で示してある。これらのレーザのストライプ巾は $20\sim 30\mu\text{m}$ 、キャビティ長は $200\sim 300\mu\text{m}$ であり、活性領

域の厚さは $0.2 \sim 0.3 \mu\text{m}$ のものと $0.6 \sim 0.8 \mu\text{m}$ のものとに分類される。図より連続発振するレーザをパルス発振させると、その J_{th} は $1/1.2 \sim 1/1.6$ になり、また発振波長は 100 \AA 程度短くなることがわかる。これは連続発振時は、パルス発振時に比較して、素子の温度が上昇するためで、発振波長の移動が $2 \sim 3 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$ であることを考慮すると、パルス発振時に比べて $30 \sim 50^\circ\text{C}$ の温度上昇があるものと評価し得る。

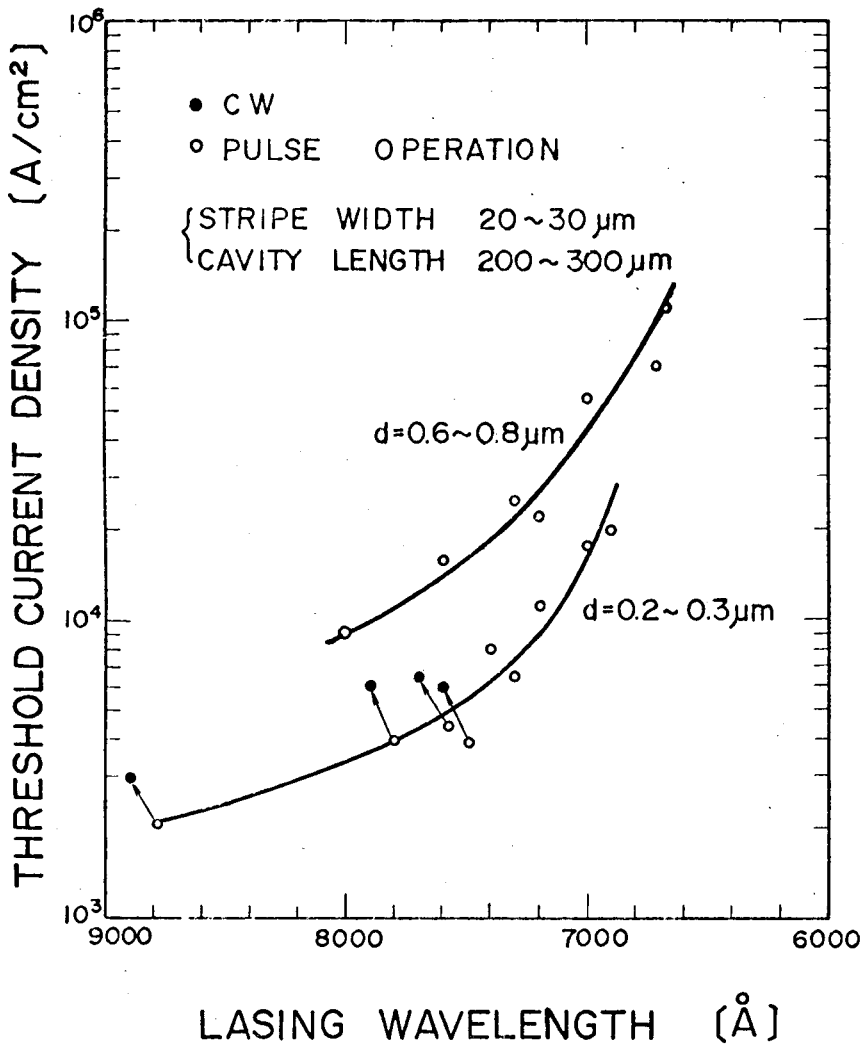


図 3.9 室温でのレーザ発振波長とそのしきい値電流密度の関係。
白丸はパルス発振、黒丸は連続発振したものである。

図より λ が短くなるにつれて J_{th} は大きくなり、特に 7500 \AA より短波長側で J_{th} の増加の割合が大きいことがわかる。これは図 2.12 で示した全面電極型レーザの場合と同じである。しかし H I S 型レーザの場合、全面電極型レーザと同一の λ であっても、その J_{th} は 2 ~ 3 倍になっている。これは J_{th} を求める方法として H I S 型の場合、発振しきい値電流値をストライプ部の面積で割って求めているためであり、実際の活性領域ではストライプ電極直下を中心としてそのストライプ幅とはほぼ同程度に電流は広がって流れており¹⁴⁾ 従って見かけ上の J_{th} が大きくなっていると考えられる。

H I S 型レーザで得られた室温での最短波長はパルス動作時の 6680 \AA であり、その時の J_{th} は $1.1 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ であった。従来の注入型レーザの室温の最短波長は GaAsP を用いた 6750 \AA であり¹⁵⁾ 従って 6680 \AA の発振波長は注入型レーザで得られた最短波長といえることができる。また室温連続発振した最短波長は 7610 \AA であり、これは初めての可視光室温連続発振である。即ち、このレーザ発振の近視野像は顕微鏡レンズを通せば Si ビジコンなどを使わずに直接肉眼でも観測することができ、また遠視野像は暗室では白紙の上に像を結ばせることができる。このように初の室温連続発振が実現できたのは、H I S 型が従来のストライプ型に比べ放熱特性が良好であることを示しており、可視光レーザのみならず赤外光発振レーザとしても H I S 型はすぐれた構造であることが結論できる。

3-5-2 発振モード特性

前述のように可視光レーザの near field pattern は顕微鏡を通して接合面を見ることにより直接肉眼で観測できる。また far field pattern は素子から 10 cm ほど離れた位置に白紙を垂直に置き、その上に結んだ像を見ることにより観測できる。H I S 型レーザでは赤外光・可視光発振を問わず、 J_{th} を越したある範囲で単一横モードで発振するものがかなり容易に得ることができた。図 3.10 には可視光レーザで得られた低次モード発振の near field pattern 及びそれらの far field pattern を示す。図 3.10(a) は $\lambda = 7620$

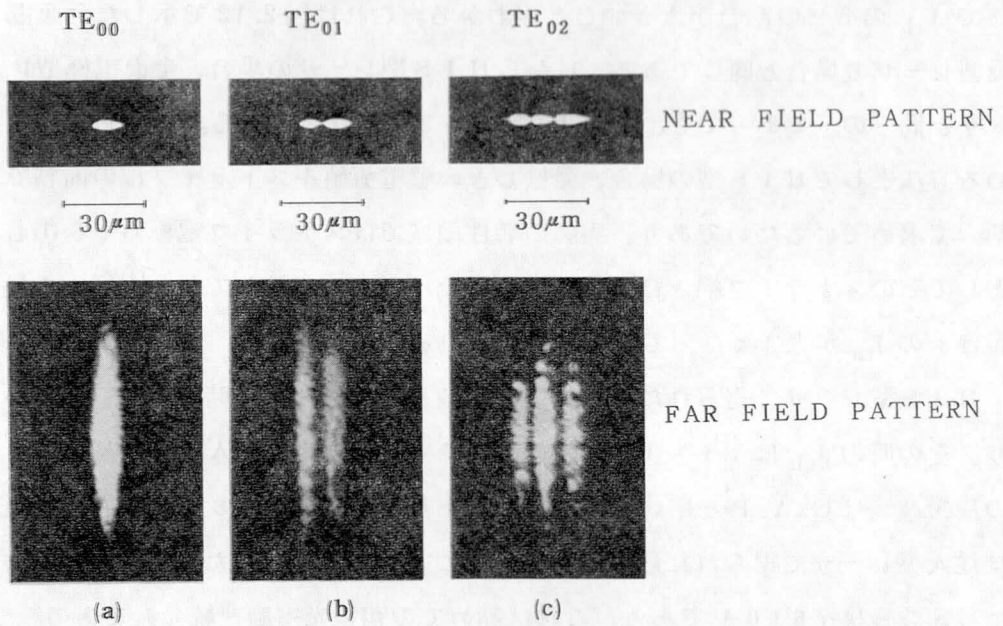


図 3.10 可視光レーザの near field pattern および far field pattern
 (a) TE₀₀ mode ($\lambda = 7620 \text{ \AA}$) (b) TE₀₁ mode ($\lambda = 7200 \text{ \AA}$)
 (c) TE₀₂ mode ($\lambda = 7500 \text{ \AA}$)

\AA の室温連続発振で得られた TE₀₀ モードであり、(b)は $\lambda = 7200 \text{ \AA}$ で得られた TE₀₁ モード、(c)は $\lambda = 7500 \text{ \AA}$ で得られた TE₀₂ モードである。Far field pattern が縦方向に長く伸びているのは、活性領域が幅 $20 \mu\text{m}$ 程度、厚さ $0.2 \mu\text{m}$ 程度の扁平な楕円型をしており、そのため回折による厚さ方向への光の広がりが幅方向への広がりの数十倍になるためである。

図 3.11 には図 3.10 (a) に示したレーザの連続発振時の発振スペクトルを示す。このレーザの J_{th} は連続発振時に 460 mA である。図 3.11 (a) は J_{th} より 20% 高い電流値である 550 mA での発振スペクトル、同図 (b) は 600 mA でのスペクトルである。

このレーザの縦モード間隔 $\Delta\lambda / \Delta q$ は

$$\Delta\lambda / \Delta q \approx -\lambda^2 / 2n_e L \quad (3.4)$$

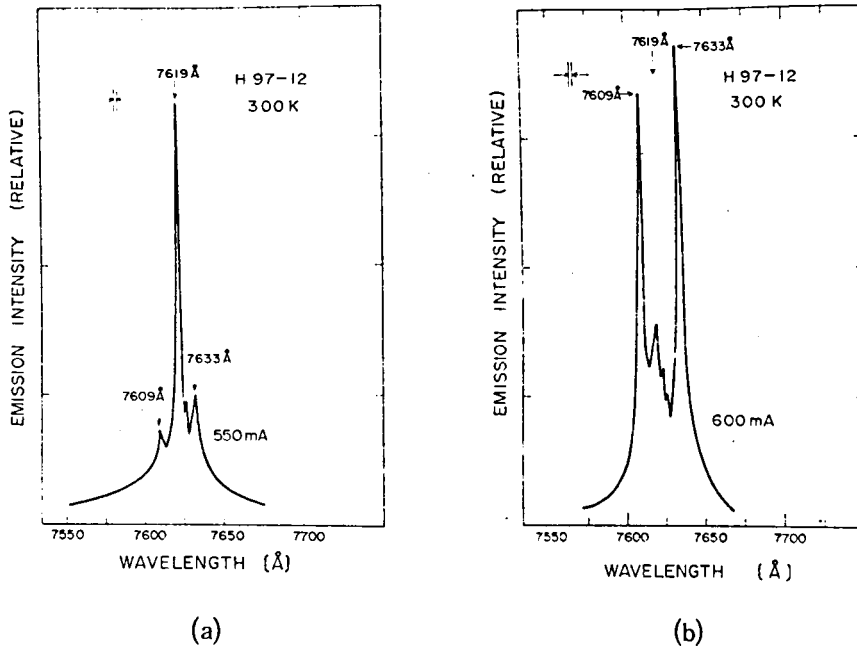


図3.11 室温連続発振スペクトル (a) $I=550\text{mA}$ (b) $I=600\text{mA}$

という関係式を用いて求める¹⁶⁾と約 4.2 \AA となる。ここに Δq は縦モードの変化分、 $\Delta \lambda$ はそのときの波長の変化分、 λ は発振波長、 L はキャビティ長で $200 \mu\text{m}$ 、また \bar{n}_0 は実効屈折率で 3.4 と仮定している。分光器の分解能の制限により、細かいスペクトルの様子はわからないが、図 3.11 で 7609 \AA と 7619 \AA との間は $\Delta q=2$ 、 7619 \AA と 7633 \AA との間は $\Delta q=3$ に対応し、 7609 \AA 、 7619 \AA 、 7633 \AA の3つのモードは支配的な縦モードをあらわしていると考えられる。そのうち図 3.11 (a) のスペクトルでは 7619 \AA の縦モードが圧倒的に優勢でありほぼ単一縦モードで発振していると考えてよい。これに対し同図 (b) のスペクトルでは 7609 \AA 及び 7633 \AA の縦モードが支配的になっており、多モード発振になっている。しかし (b) 図の場合も横モードは図 3.10 (a) に示した TE_{00} モードであった。

一方、図 3.10 (b) に示した横モードのレーザは J_{th} 直上でも数本の縦モードで発振しており単一モード発振はいかなる電流値でも不可能であった。

一般にいうと、単一横モード発振レーザは比較的容易に作製することができ

たが、単一縦モード発振レーザは短波長発振レーザになるに従って難しくな
 った。これは Al の量が多くなるに従って活性領域中の Al の均一性が悪くなり、
 従っていかにストライプ幅をせまくしても局所的な Al の不均一性のため、そ
 のストライプ内でいくつかの波長の異なる縦モードが励起されるためと考えら
 れる。

3-5-3 しきい値電流密度-温度特性

HIS型レーザの J_{th} の温度依存性を図 3.12 に示す。図では活性領域 Ga
 $_{1-y}Al_yAs$ の y をパラメータとして
 示してある。また活性領域厚さは、 J_{th}
 が活性領域厚さに比例すると仮定して
 $1 \mu m$ に規格化してある。図よりHIS
 型レーザの J_{th} の温度依存性も、第2
 章の全面型レーザの場合と同様、活性
 領域中の y の値が大きくなるに従って
 増加していくのがわかる。この特性に
 関する理論的考察は 3-6 で詳しく述
 べる。

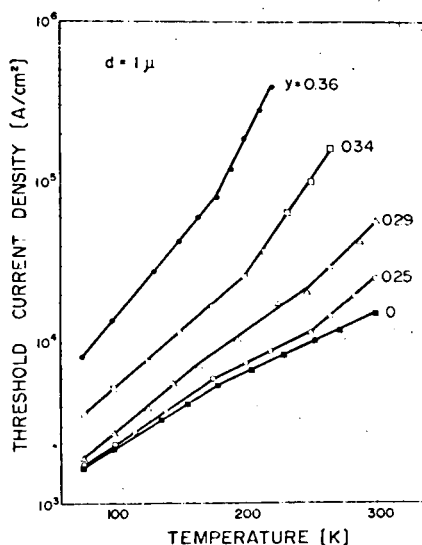


図 3.12 HIS型レーザの J_{th} の温度依存性

3-5-4 微分量子効率

外部微分量子効率 $\Delta\eta$ は、第2章で述べた全面電極型レーザの場合と同様、
 発振波長が短くなるに従って減少していく。パルス発振の場合、 $8000 \sim 9000$
 \AA の赤外発振領域での $\Delta\eta$ は $30 \sim 40\%$ 、 7600\AA では $10 \sim 20\%$ 、 6900\AA
 では 3% が典型的な値であった。連続発振させるとパルス発振時に比べ放熱特
 性が悪いため $\Delta\eta$ が減少する。図 3.13 に同一レーザを連続発振及びパルス発
 振させた場合の入力電流-光出力特性の一例を示す。このように連続発振する
 と J_{th} は増加し、 $\Delta\eta$ は減少する。連続発振させた場合の $\Delta\eta$ は $8000 \sim 9000$

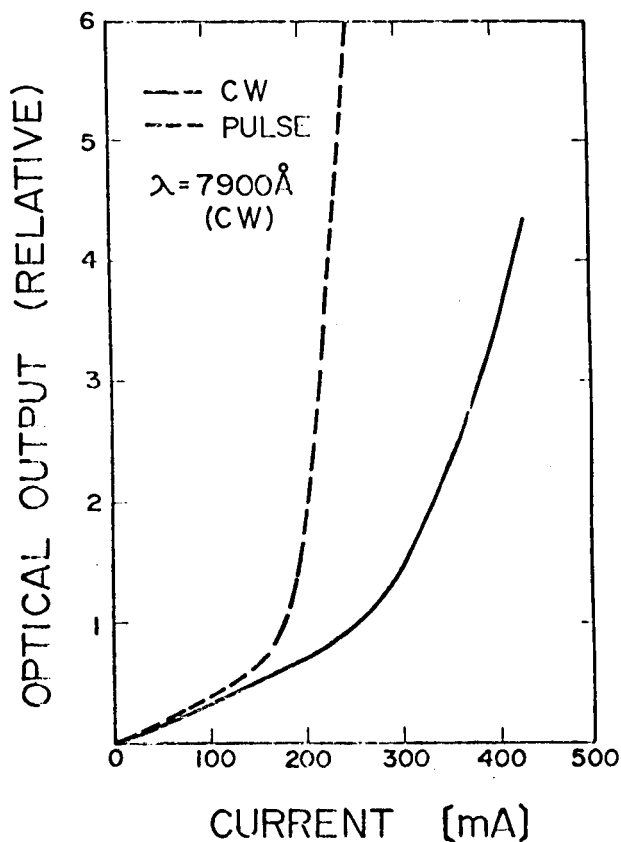


図3.13 連続発振時、およびパルス発振時の入力電流-光出力特性の比較

Åで25%、7600Åでは5%前後であった。

HIS型赤外光発振の $\Delta\eta$ を他のストライプ型の $\Delta\eta$ と比較するとかなり高い部類に属している。

HIS型レーザでは活性領域上の $p\text{-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 及び $p\text{-GaAs}$ の厚さをできるだけ薄くすることにより活性領域中でのキャリアの拡がりを抑えることが可能で、従って $\Delta\eta$ が大きくなるものと思われる。

3-6 特性に関する考察

3-6-1 可視光レーザの利得・損失特性

図3.9の発振波長 λ と J_{th} との関係はDII構造全面電極型レーザの利得・損失を考えることにより説明できる。2-5で述べたようにD.H.構造レーザでは単位長当りの利得 g は電流密度 J と

$$g = \beta J^m \quad (3.5)$$

の関係がある。ここに β は利得係数である。しきい値では利得 g_{th} はレーザの全損失に等しいので、

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (3.6)$$

$$g_{th} = \beta J_{th}^m \quad (3.7)$$

の関係が成り立つ。ここでLはキャビティ長、Rは端面での反射率、 α は内部損失である。(3-6)式および(3-7)式より J_{th}^m は $1/L$ と比例することがわかる。mは1~3の値をとるがD.H.構造レーザーでは $m \approx 2$ をとることが多い。^{17), 18)}一般に J_{th}^m と $1/L$ との関係を調べるとDHウェファ内の不均一性のために実験結果に相当ばらつきがあるが、本実験では図3.14に示したように9000Åの発振波長では $J_{th}^2 \propto \frac{1}{L}$ で表わされることがわかる。これはHayashi等が報告した値¹⁸⁾とよく一致している。そこで $m=2$ が可視光発振領域に対しても成り立つと仮定して

β 及び α を発振波長の関数として求めた。その結果を表3.2に示す。同表には規格化した利得定数 βd^2 も示してある。ここにdは活性領域の厚さである。この βd^2 次のような意味をもっている。すなわち、D.H.構造で活性領域中のキャリア及び光の閉じ込めが完全であるならば、 J_{th}

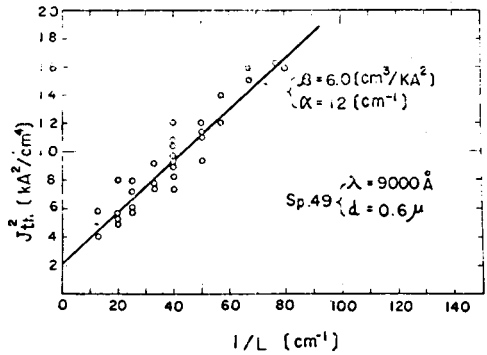


図3.14 9000Å発振波長レーザーの J_{th}^2 と $1/L$ との関係。活性領域の厚さは0.6μmである。

表 3.2 可視光レーザーの利得定数 β および内部損失 α

Diode No.	49	80	102	101	35
λ (300K) [Å]	9000	8000	7500	7200	6900
d [μ]	0.6	0.8	0.4	0.15	0.2
β [cm ³ /KA ²]	6.0	2.2	3.6	2.6	0.21
α [cm ⁻¹]	12	15	20	20	25
βd^2 [cm ³ ·μ ² /KA ²]	2.2	1.4	0.58	0.059	0.0084

は d に比例する。従って β を各波長で比較する場合には、 βd^m で比較しなければ意味がない。今の場合、 $m = 2$ であるので規格化した利得定数は βd^2 となるのである。表より βd^2 は短波長発振になるにしたがって急速に減少することがわかる。これは 2 - 5 でも述べたように β は内部量子効率 η_i と比例関係にあり、短波長になるにしたがって η_i が減少するためと考えられる。

一方、内部損失 α は波長が短くなってもその増加の割合はきわめてゆるやかである。D. H. 構造レーザにおける内部損失 α の主たる原因は自由キャリア吸収であり、¹⁸⁾ 自由キャリア吸収は波長を短くしてもその増加は小さい。それは可視光領域では、自由キャリア吸収係数 α が電子の有効質量の二乗に逆比例¹⁹⁾ し、 $\langle 100 \rangle$ の底の有効質量は $\langle 000 \rangle$ の底のその 5 ~ 10 倍もあるため、短波長発振になって $\langle 100 \rangle$ の伝導帯の底に入る電子の数が急速に増加しても、 α の増加にはあまり効果をもたないためと考えられる。

以上の結果より HIS 型レーザの J_{th} の波長依存性は、利得定数 g の波長依存性により決っており、 α の影響はたかだか 2 倍程度しかないことがわかる。そして g の波長依存性は、2 - 5 で述べたと同様、内部量子効率 η_i が波長を短くするにつれて急速に減少するためと考えられる。

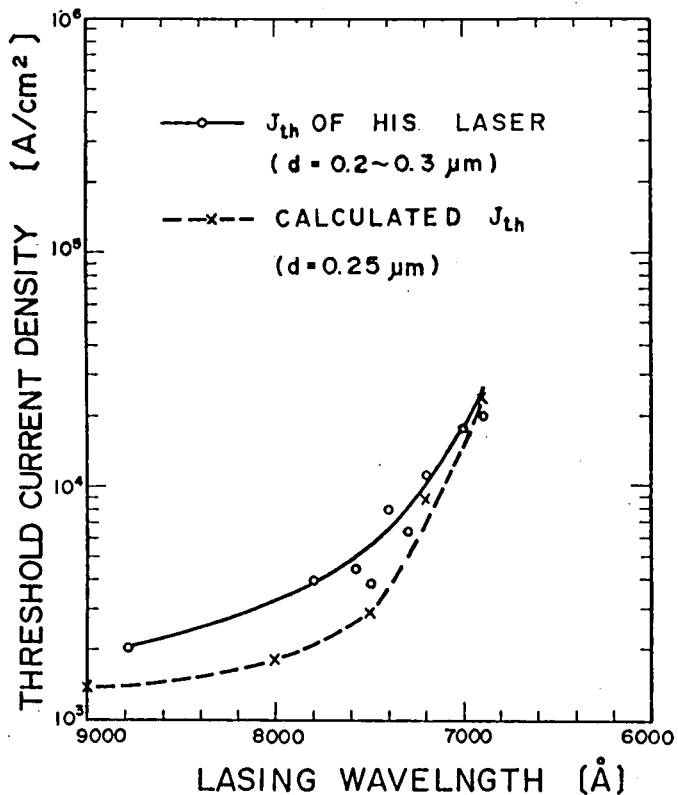


図 3.15 α および β の値を用いて計算した J_{th} の波長依存性。図には比較のため、HIS 型レーザの J_{th} の波長依存性の実験結果も示してある。

図 3.15 に、上に求めた利得及び損失を用いて計算した J_{th} の波長に対する変化を示す。図では活性領域厚さ d を $0.25 \mu\text{m}$ として計算してある。また同図には、図 3.9 の $d = 0.2 \sim 0.3 \mu\text{m}$ の実験結果も比較のために描いてある。 J_{th} の波長依存性が細かい点を除いてよく合っているのがわかる。絶対値に少し差があるのは、(1)一般にストライプ型レーザの J_{th} は全面型の J_{th} に比べ少し高い、(2) J_{th}^2 と $1/L$ との関係の実験結果は図 3.14 のようにばらついているため直線の傾きを少し変えると α 、 β 共変化する、ためと考えられる。

3-6-2 しきい値電流密度-温度特性に関する考察

赤外光レーザの J_{th} の温度依存性に関する考察は 2-5 でかなり詳しく行ったが、ここでは可視光発振レーザの J_{th} の温度依存性をさらに詳しく考察することにする。2-5 において可視光レーザの J_{th} の温度依存性は短波長発振レーザほど顕著であることを述べた。この現象は、 $[000]$ にある伝導帯の底の電子が温度上昇とともに、熱により $\langle 100 \rangle$ 方向の伝導帯の底へ遷移し、この遷移する電子の割合が短波長レーザほど大きいことが原因と考えられる。そこで温度による η_i の変化がどの程度可視光レーザの J_{th} の変化に影響を及ぼすかを調べるため、次のような簡単な仮定を用いて計算を行い実験結果と比較した。

- (1) $[000]$ 及び 6 つの $\langle 100 \rangle$ 方向にある伝導帯の底は放物線型である。²⁾
- (2) 内部損失 α は $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ の y に依存しない。(実際は表 3.2 に示したように α は y に対し少し変化する。)
- (3) $[000]$ と 6 つの $\langle 100 \rangle$ の伝導帯の底とのエネルギー差は温度に依存しない。²⁾
- (4) $[000]$ 伝導帯中のすべての注入された過剰電子は発光再結合で消滅する。他方 $\langle 100 \rangle$ 伝導帯中の注入された過剰電子はすべて非発光再結合過程で消滅する。²⁾
- (5) y が 0 の時、すべての注入電子は温度によらず $[000]$ 伝導帯に入る。従って $y = 0$ の時は $\eta_i = 1$ である。(実際は η_i は温度上昇と共に若

干減少する。)

(6) J_{th} は η_i に反比例する。((2.8) 式参照)

(7) η_i は y 及び T だけの関数とする。

仮定(4)より $\eta_i (y, T)$ は次式で与えられる。

$$\eta_i (y, T) = \frac{N_1 (y, T)}{N_1 (y, T) + N_2 (y, T)} \quad (3.8.)$$

ここに N_1 及び N_2 は各々 $\langle 000 \rangle$ 及び $\langle 100 \rangle$ 伝導帯の底の注入電子密度である。次に仮定(2)及び(4)を用いると、しきい値での N_1 は y に依存しないことになる。即ち

$$N_1 (y, T) = N_1 (0, T) \quad (3.9)$$

仮定(5)を用いて、しきい値での注入キャリア濃度 $N_1 (0, T)$ は次式で与えられる。¹⁷⁾

$$N_1 (0, T) = J_{th} \bar{\tau} / ed \quad (3.10)$$

ここに e は電子の電荷、 d は活性領域の厚さ、 $\bar{\tau}$ は注入キャリアの平均の自然放出の寿命であり、次の計算法より求めることができる。²⁰⁾

$$\bar{\tau} = t_d / \ln [I / (I - I_{th})] \quad (3.11)$$

ここに t_d はピーク値が I の電流パルス印加した時の電流パルスとレーザ発振との間の時間差であり、実験的に求めることができる。

(3.11) 式より $\ln [I / (I - I_{th})]$ と t_d との関係を種々の I に対して描くと直線に乗り、その傾きより $\bar{\tau}$ を求めることができるのがわかる。

活性領域が GaAs のレーザで (3.11) 式と比較して求めた室温におけるデータを図 3.16 に示す。図より $\bar{\tau}$ は 8 ns と評価される。 $\bar{\tau} = 8$ ns とし、これが温度に依存しないと仮定すると、 $N_1 (0, T)$ は (3.10) 式を用いて各温度に対して計算することができる。また注入キャリア $N_1 (y, T)$ 、 $N_2 (y, T)$ は次式で与えられる。²¹⁾

$$N_1(y, T) = 6.55 \times 10^{21} \int_0^{\infty} \frac{(m_1^*)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} dE}{1 + \exp\{(E - E_F)/kT\}} \quad (3.12)$$

$$N_2(y, T) = 6.55 \times 10^{21} \int_{f(y)}^{\infty} \frac{6(m_2^*)^{\frac{3}{2}} [E - f(y)]^{\frac{1}{2}} dE}{1 + \exp\{(E - E_F)/kT\}} \quad (3.13)$$

ここに E_F は擬フェルミ準位、 $f(y)$ は (000) と $\langle 100 \rangle$ の伝導帯の底のエネルギー差、 m_1^* 及び m_2^* は各々 (000) 及び $\langle 100 \rangle$ の伝導帯の底の電子の有効質量で 0.072 及び 0.35 と仮定できる²²⁾ $y = 0$ のとき (3.10)

式と (3.12) 式が等しいと置くことにより E_F が求まり、この E_F を (3.13) 式に代入すると $N_2(y, T)$ が求まり、(3.8) 式より $\eta_i(y, T)$ が計算できる。

仮定(5)より、 $J_{th}(0, T)$ で規格化したしきい値電流密度 $J_{th}^*(y, T)$ は次式で与えられる。

$$J_{th}^*(y, T) \equiv \frac{J_{th}(y, T)}{J_{th}(0, T)} = \left(\frac{\eta_i(y, T)}{\eta_i(0, T)} \right)^{-1} = (\eta_i(y, T))^{-1} \quad (3.14)$$

y をパラメータとした $J_{th}(y, T)$ の計算結果を図 3.17 に示す。同図には比較のために種々の y の実験結果を示してある。図より実験と計算との間の定量的な一致はあまり良くないが、これは計算上の仮定がひじょうに簡単のためであると考えられる。図 3.17 より言えることは、Ga

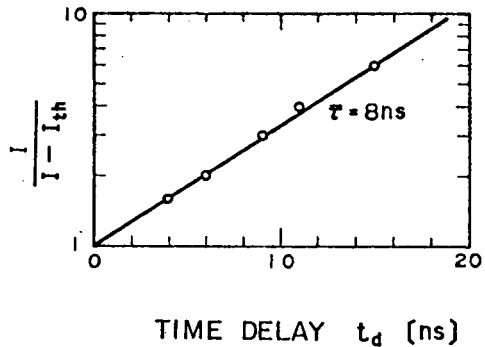


図 3.16 $1/(I - I_{th})$ とレーザ発振時間遅れとの関係。(3.11)式より $\bar{\tau} = 8 \text{ ns}$ となる。

$1-y$ Al $_y$ As レーザの J_{th} の温度依存性は η_i の温度依存性によるのが最も顕著であるということである。これは第2章の考察(2-5(3))での予想と一致している。より正確な計算を行うには、 $f(y)$ 、 α 、 $\bar{\tau}$ の温度依存性も考慮する必要があるが、これらは未知なものも多くここでは省略する。

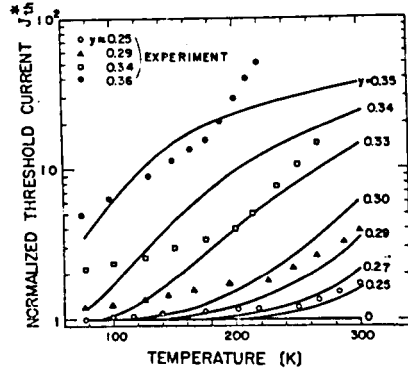


図3.17 Ga $_{1-y}$ Al $_y$ As レーザの規格化したしきい値電流密度 J_{th}^* の温度依存性。計算結果は実線で示してある。

3-6-3 直列抵抗に関する考察

3-3で述べたように、第1層及び第3層目の Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As の x の値は、可視光レーザの場合、活性領域の禁制帯巾よりも 0.25 eV 大きくなるように選んであり、従って発振波長が 7700 Å より短波長のレーザを作る場合、Ga $_{1-x}$ Al $_x$ As は間接遷移型となっている。このことは、第1層及び第3層が直接遷移型半導体の場合に比べ、レーザ直列抵抗が大きくなり、連続発振に必要な、

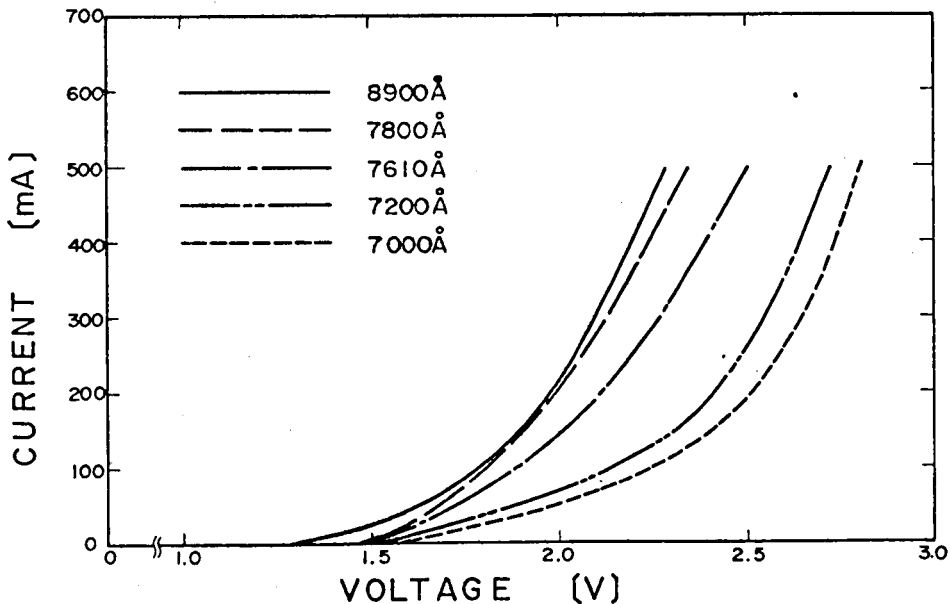


図3.18 Ga $_{1-y}$ Al $_y$ As レーザの順方向電流-電圧特性

良好な放熱特性を妨げるものと予想される。図 3.18 は種々の発振波長のレーザの順方向の電流-電圧特性を示したものである。この図から、発振波長が短くなるにつれて立ち上り電圧が大きくなると共に直列抵抗も増加してくることがわかる。この直列抵抗の増加の原因の 1 つは、 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ が間接遷移型であることによると考えられる。

素子に供給される電力 W は直列抵抗を R_s 、接合部に加わる電圧を V_B とすると、

$$W = V_B I + R_s I^2 \quad (3.15)$$

で与えられる。また接合部での温度上昇 ΔT は、

$$\Delta T = \theta W \quad (3.16)$$

で与えられる。ここに θ は素子の熱抵抗である。連続発振の条件は (3.15) および (3.16) 式から計算される I よりもしきい値が低いことであり、²³⁾ 同一の放熱特性をもつヒートシンクにマウントした場合、上に述べたように短波長発振になるにつれて V_B 、 R_s が増加するので I の値が小さくなり、また I_{th} は増加するので、ある波長で I と I_{th} は等しくなり、このときの波長が室温連続発振の最短波長となる。従って 7610 \AA まで室温連続発振が実現したのは、HIS 型を採用することにより、従来の構造に比べ放熱特性が良くなり熱抵抗を減少させ得たことが主な原因であると結論できる。

3-7 まとめ

第 3 章で得られた重要な結果をここでまとめる。

- (1) ヘテロアイソレーションストライプ型 (略して HIS 型) のダブルヘテロ構造レーザを新たに開発した。この HIS 型レーザはストライプ電極となる $p\text{-GaAs}$ の上に $n\text{-Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ を成長し、その一部を $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ の選択エッチング液でストライプ状に窓あけを行い $p\text{-GaAs}$ まで達するようにしたものであり、熱抵抗が小さく、内部歪も少なくデバイス作製法が容易であるという特徴を有している。

- (2) 上記のH I S型を用いて可視光発振レーザを作製した。活性領域をはさむ n 及び p 型 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ の禁制帯幅は、活性領域のそれより 0.25 eV 大きくなるように x の値を選んだ。 J_{th} は発振波長が短くなるにしたがって増大するが、室温で 7610 \AA の可視光連続発振が、また 6680 \AA のパルス発振が得られた。 7610 \AA の発振波長は室温連続発振としては本研究が最初であり²⁵⁾ さらに 6680 \AA は注入型半導体レーザの室温での最短波長である。
- (3) 発振横モードは単一で発振するものが圧倒的に多く、また多くの可視光レーザは基本横モードで発振した。一方縦モードは短波長発振になるにしたがい多モードで発振することがしばしば観測されたが、 7610 \AA の室温連続発振レーザでは基本横モードだけでなく、単一縦モードで発振するレーザも得られた。
- (4) 短波長発振になるに従って J_{th} が急激に増加する原因は利得定数の急激な減少であり、内部損失は発振波長にはほとんど依存しないことが示された。
- (5) J_{th} は温度以外に活性領域 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ の y の値にも依存する。 J_{th} の温度変化は、簡単な仮定の上で計算した結果、 $[000]$ 及び $\langle 100 \rangle$ の伝導帯の底に分配される電子の比、即ち内部量子効率に主として依存していることがわかった。
- (6) 可視光レーザの発振効率は短波長になるにしたがって減少するという現象が観測された。H I S型の赤外光発振レーザの微分量子効率は $30\sim 40\%$ もあり、活性領域中でのキャリアの閉じ込めが良好であることが示された。

文 献

- 1) B. I. Miller, J. E. Ripper, J. C. Dymont, E. Pinkas and M. B. Panish, *Appl. Phys. Lett.*, 18, 403 (1971)
- 2) K. Itoh, M. Inoue, and I. Teramoto, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-11, 421 (1975)
- 3) J. E. Ripper, J. C. Dymont, L. A. D'Asaro, and T. L. Paoli, *Appl. Phys. Lett.*, 18, 155 (1971)
- 4) J. C. Dymont et al., *Proc. IEEE*, 60, 726 (1972)
- 5) H. Yonezu et al., *Japan. J. Appl. Phys.*, 12, 1585 (1973)
- 6) T. Tsukada et al., *Appl. Phys. Lett.*, 20, 344 (1972)
- 7) M. Takusagawa et al., *Proc. IEEE*, 61, 1758 (1973)
- 8) W. Susaki, H. Namizaki, H. Kan, and A. Ito, *J. Appl. Phys.*, 44, 2893 (1973)
- 9) I. Ladany and H. Kressel, *Appl. Phys. Lett.*, 25, 708 (1974)
- 10) R. Lathlaen and D. A. Diehl, *J. Electrochem. Soc. (Solid State Science)*, 116, 620 (1969)
- 11) F. K. Reinhart and R. A. Logan, *J. Appl. Phys.*, 44, 3171 (1973)
- 12) D. L. Rode, *J. Appl. Phys.*, 45, 3887 (1974)
- 13) 梅鉢昭太郎: 応物結晶工学分科会予稿集, 29 (1975)
- 14) J. E. Ripper, J. C. Dymont, L. A. D'Asaro, and T. L. Paoli, *Appl. Phys. Letters*, 18, 155 (1971)
- 15) J. J. Tietjen, J. I. Pankove, I. J. Hegyi, and H. Nelson, *Transactions of the Metallurgical Society of AIME*, 239, 385 (1967)
- 16) S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, Inc. 1969) p. 713

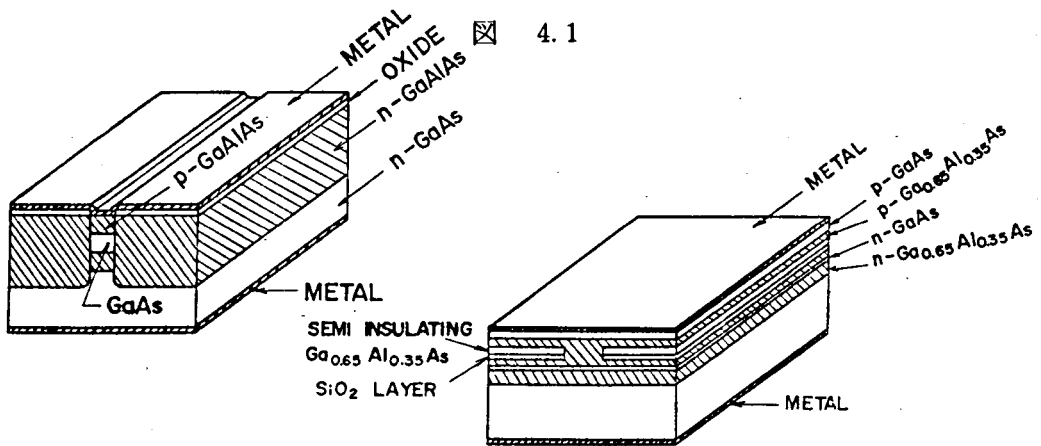
- 17) E. Pinkas, B. I. Miller, I. Hayashi, and P. W. Foy, *J. Appl. Phys.*,
43, 2827 (1972)
- 18) I. Hayashi, M. B. Panish, and F. K. Reinhart, *J. Appl. Phys.*,
42, 1929 (1971)
- 19) T. S. Moss, *Optical Properties of Semiconductors*, (London,
1959) p. 29
- 20) J. C. Dymont and J. E. Ripper, and T. P. Lee, *J. Appl. Phys.*,
43, 452 (1972)
- 21) H. P. Maruska and J. I. Pankove, *Solid State Electron.*, 10,
917 (1967)
- 22) H. Kressel, H. F. Lockwood, and H. Nelson, *IEEE J. Quantum
Electronics*, QE-6, 278 (1970)
- 23) C. H. Gooch, *Gallium Arsenide Lasers* (John Wiley & Sons,
Inc 1969) p. 112
- 24) H. Kressel and J. K. Butler, *Semiconductor Lasers and Hete-
rojunction LEDs* (Academic Press 1977) p. 252
- 25) 本研究以後、 7610\AA より短波長の可視光室温連続発振レーザに関して
2件報告されている。1件はH. Kressel等によるもので、彼らは活性
領域厚さが $0.08\mu\text{m}$ のオキサイドストライプ型レーザを用いて 7400\AA
の連続発振レーザを得た(H. Kressel and F. Z. Hawrylo, *Appl.
Phys. Lett.*, 28, 598 (1976))。もう1件は黒田等によるも
ので、彼らはプレーナストライプ型レーザを用いて 7180\AA の連続発
振を得ている(黒田、中村、山下、梅田、第25回春期応物学会講演
予稿集、27p-C-6(1978))。

第 4 章 単一モード発振埋め込み ストライプ型レーザ

4-1 序

半導体レーザを光通信や光情報処理等の光源として用いる場合、低次の単一モードが安定に発振するレーザが必要となる。ダブルヘテロ構造レーザの発振モードを制御するために、第 3 章で述べた H I S 型以外にもオキサイドストライプ型、メサストライプ型、プレーナストライプ型、プロトン照射ストライプ型など多くのストライプ型レーザが開発された。これらのレーザは接合面に垂直方向では最低次のモードが再現性良く得られるが、接合面に平行方向では一般に高次モードが励起されやすい。これは主として活性領域の厚さに対しその幅が数十倍の大きさであることと、幅方向へのキャリアと光の閉じ込めが不完全なことによる。

最近、活性領域をはば正方形又は円形にして、キャリア及び光の閉じ込めを完全にした埋め込みヘテロ（略して B. H.）構造レーザ¹⁾及びその改良形^{2), 3)}が相次いで発表された。これらのレーザでは、発振モードはほぼ円形のパターンをしており、実用上かなり有利と考えられるが、その欠点としては、製法が非常に困難なことである。即ち B. H. 構造レーザは、図 4.1 (a) に示したように



(a) B. H. 構造レーザの概略図

(b) 埋め込みストライプ型レーザ
(Bell 研究所製) の概略図

D. II. 構造ウェファのストライプ部以外をエッチング除去し、その除去した部分に再び GaAlAs を液相成長して、ストライプ部と同一の高さまで成長したものである。この構造では二度目の液相成長時にストライプ部と同一の高さで成長を止めることは極めて難しく、またストライプ側面が液相成長時にメルトバックし、ストライプ幅を所望の値に制御することも困難である。また、液相成長は 800℃ 以上の高温で行う必要があり、このため 2 度目の成長時には欠陥や不純物が導入される可能性がある。さらに表面に酸化膜を付着しているので、放熱特性もあまり良好とは思われない。

B. II. 構造レーザ以外に発振モードを制御する方法として図 4.1 (b) に示した埋め込みストライプ型レーザが Bell 研究所で開発された。⁴⁾これは分子線エピタキシャル成長法で作製されたが、この構造では注入キャリアは活性領域中で横方向に広がる可能性があり、ストライプ幅方向のキャリア及び光の閉じ込めは、それほど良いとは考えられない。

本章では、筆者が新たに開発した GaAs-GaAlAs DH 構造の埋め込みストライプ型レーザ⁵⁾について述べる。この埋め込みストライプ型レーザは埋め込み層として気相成長した高抵抗 GaAsP を用いており、製法が容易であり、かつキャリア及び光の閉じ込めも良好であるという特徴を有している。

以下、新構造レーザの製法並びにその特性について述べる。

4-2 新埋め込みストライプ型レーザ

新埋め込みストライプ型レーザの構造を図 4.2 に示す。この構造では埋め込

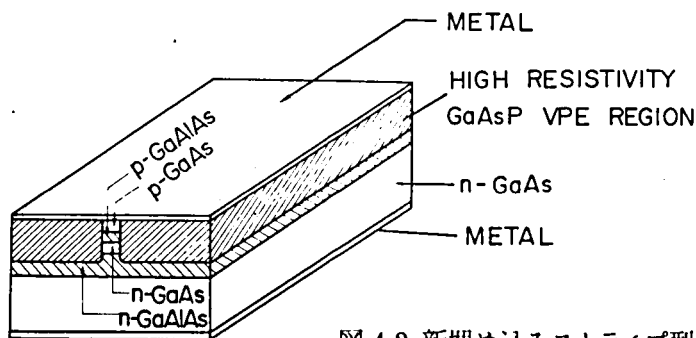


図 4.2 新埋め込みストライプ型レーザの構造

み層として高抵抗率 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($0 < x \leq 0.01$) が用いられる。埋め込み層の抵抗率はストライプ部のそれに比べて十分に高く、従って埋め込み層表面に電極をつけても電流はストライプ部を通過のみ流れることになり、活性領域中のキャリアの閉じ込めはひじょうに良好になるものと考えられる。

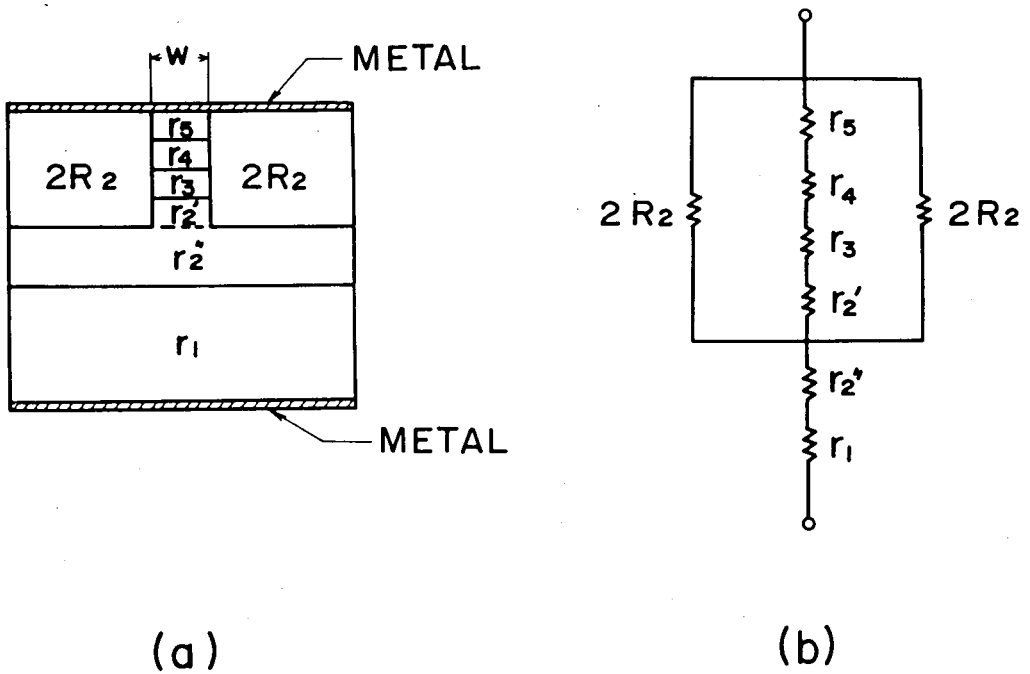


図 4.3 直列抵抗の計算に用いた等価回路

- (a) 各層の抵抗の記号による表現 r_1 : 基板 n^+ -GaAs の抵抗 ; r_2 : $(=r_2' + r_2'')$ n - $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 、 r_2' : ストライプ領域の n - $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$; r_2'' : 基板領域の n - $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$; r_3 : 活性領域 (n -GaAs) ; r_4 : p - $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$; r_5 : p^+ -GaAs、 R_1 : $(=r_2' + r_3 + r_4 + r_5)$ ストライプ領域の抵抗 ; R_2 : 埋め込み領域の抵抗
- (b) 埋め込みストライプ型レーザの簡単な等価回路

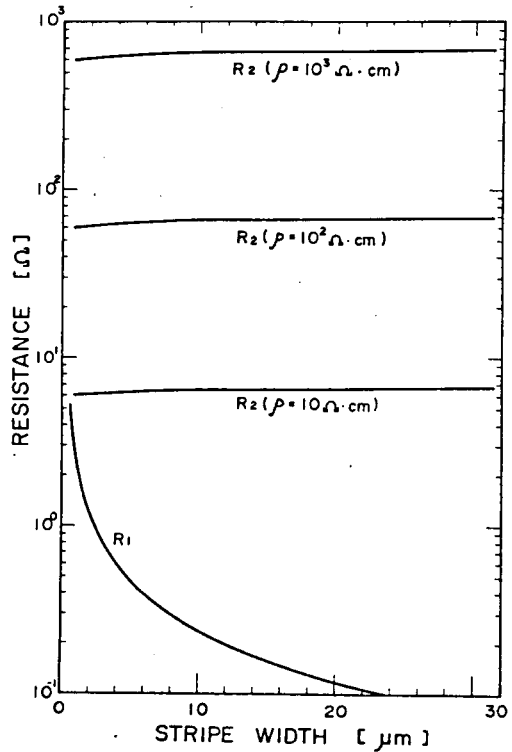
活性領域を通して流れる発振に有効な注入電流と、埋め込み層を通して流れる無効電流との比を、図 4.3 の簡単な等価回路を用い、電極抵抗は無視して計算した。計算の際、各層の厚さならびに抵抗率は表 4.1 に示した値を用いて

表 4.1 埋め込みストライプ型レーザのストライプ領域の直列抵抗

成長層	抵抗率 ($\Omega \cdot \text{cm}$)	厚さ (μm)	抵抗 (Ω)
n-Ga _{0.7} Al _{0.3} As	7.0×10^{-2}	1.5	$0.52/w$
n-GaAs	6.0×10^{-2}	0.15	$0.45/w$
p-Ga _{0.7} Al _{0.3} As	2.5×10^{-2}	0.3	$0.38/w$
p-GaAs	2.0×10^{-2}	1.0	$1.00/w$
ストライプ領域の全抵抗 R_1			$2.35/w$

行い、ストライプ幅は w (μm) とした。またキャビティ長は $200 \mu\text{m}$ 、素子の全体の幅は $250 \mu\text{m}$ とした。表 4.1 に示すようにストライプ領域の全抵抗 R_1 は $2.35/w$ (Ω) となる。一方埋め込み層の全抵抗 R_2 は $1.5 \times 10^2 \rho / (250 - w)$ (Ω) となる。ここに ρ は埋め込み層の抵抗率である。図 4.4 に ρ をパラメータとした時の R_1 並びに R_2 と、 w との関係の計算結果を示す。この結果より、 w が $10 \mu\text{m}$ 以上のときは $\rho = 10^2 \Omega \cdot \text{cm}$ でも $R_2/R_1 > 300$ となり、注入電流はほとんどストライプ部へ流れるが、 $w < 10 \mu\text{m}$ のときは $\rho = 10^2 \Omega \cdot \text{cm}$ では閉じ込めは不十分と考えられる。しかし ρ が $10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ 以上であれば R_2/R_1 は $w = 2 \mu\text{m}$ でも 600 になり注入電流の殆んどすべてがストライプ部を通して流れることがわかる。従って活性領域中にキャリアを有効に閉じ込めるためには、埋め込み層の抵抗率は、 $10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ 以上あれば十分であることがわかる。

図 4.4 メサ領域の直列抵抗 R_1 および埋込み層の直列抵抗 R_2 の計算結果。
 ρ は埋め込み層の抵抗率である。



一方、単一横モード発振を得るためには、埋め込み層の屈折率は活性領域の物質の屈折率より少しだけ低ければよい。図 4.5 (a) に示したように、中心の屈折率が n_0 、その周囲の屈折率が bn_0 ($0 < b < 1$) としたとき、単一モード発振

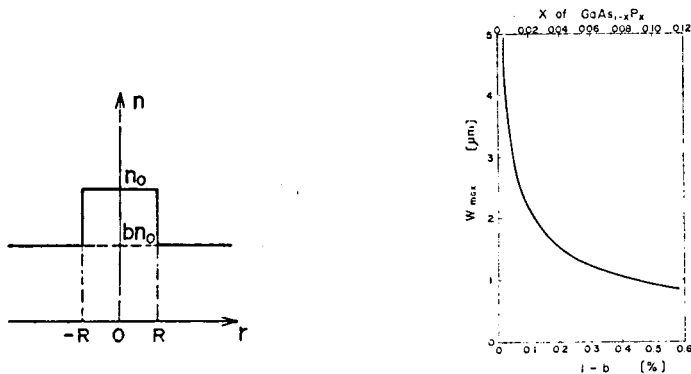


図 4.5 単一モード発振が可能な活性領域幅の最大値 W_{max} の計算
 (a) 計算に用いた屈折率分布 (b) 計算結果

が可能なストライプ幅 R は次式を用いて計算することができる。^{6)、7)}

$$\frac{2\pi n_0 R}{\lambda} (1 - b^2)^{\frac{1}{2}} = 2.405 \quad (4.1)$$

ここに λ は中心を通過する光の波長である。これは一般の導波路理論から計算したものであるが、これが埋め込みレーザにも適用できるとして、活性領域を GaAs、周囲の埋め込み層を $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ とし、 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の屈折率が x と共に直線的に変化すると仮定して計算した結果を図 4.5 (b) に示す。この際、GaAs の屈折率は 3.60、GaP の屈折率は 3.42 として計算してある。図 4.5 (b) より $x \leq 0.01$ では、ストライプ幅が $5 \mu\text{m}$ 近くの大きさでも単一モード発振が可能であることがわかる。 $x \leq 0.01$ では GaAs と $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ との格子定数のミスマッチはわずか 0.03% 以下となり、このミスマッチによる界面でのひずみは無視できるほど小さい。以上のことを考慮して埋め込み層は $x \leq 0.01$ の $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ を用いることにした。

埋め込み層の高抵抗 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ はメサ型にしたストライプ部の周りを熱分解による気相成長法⁸⁾を用いて選択的に成長することにした。液相成長法に比べて、この熱分解気相成長法の長所は次の通りである。

- (1) 通常の液相成長法では成長温度は 800°C 前後であるが、熱分解気相成長法では成長温度を 600°C 近くまで下げることができ、従って成長中の欠陥導入あるいは不純物汚染はずっと減少する。
- (2) 液相成長では埋め込み層の成長中にストライプ側面がメルトバックするが、気相成長法では側面は殆ど侵されない。
- (3) 液相成長法で埋め込み層を成長する場合には表面酸化のため GaAlAs の上に直接 GaAlAs を成長できない¹⁾ ので基板の n-GaAs までエッチングしなければならないが、気相成長法では表面酸化した GaAlAs の上でも成長させることができるので、エッチングは第 1 層目の n-GaAlAs までで十分である。

上記の(2)及び(3)より気相成長法ではストライプ幅が $5 \mu\text{m}$ 以下でも正確に制御し得ることが期待される。

4-3 試料の作製

4-3-1 GaAs_{1-x}P_x 層の気相成長

GaAs_{1-x}P_x 層はトリメチルガリウム（以下TMGと略す）、AsH₃、PH₃を用いた熱分解気相成長法で作製したが、ここでは先ずこの成長法⁹⁾について述べる。

TMGは融点が-15.7℃、沸点が55.8℃、比重が1.151の無色の液体で蒸気圧は0℃で64.5Torrであり、強い反応性をもち空气中で発火する。AsH₃は無色、ニンク臭の可燃性ガスで融点-113.5℃、沸点-62.48℃であり、水素で5%に希釈したものを用いた。PH₃は無色腐魚臭の発火性ガスで融点-133℃、沸点-87.7℃であり、これも水素で5%に希釈したものを用いた。

TMG、AsH₃及びPH₃を用いてGaAs_{1-x}P_xを成長する場合の反応式は次式で与えられる。

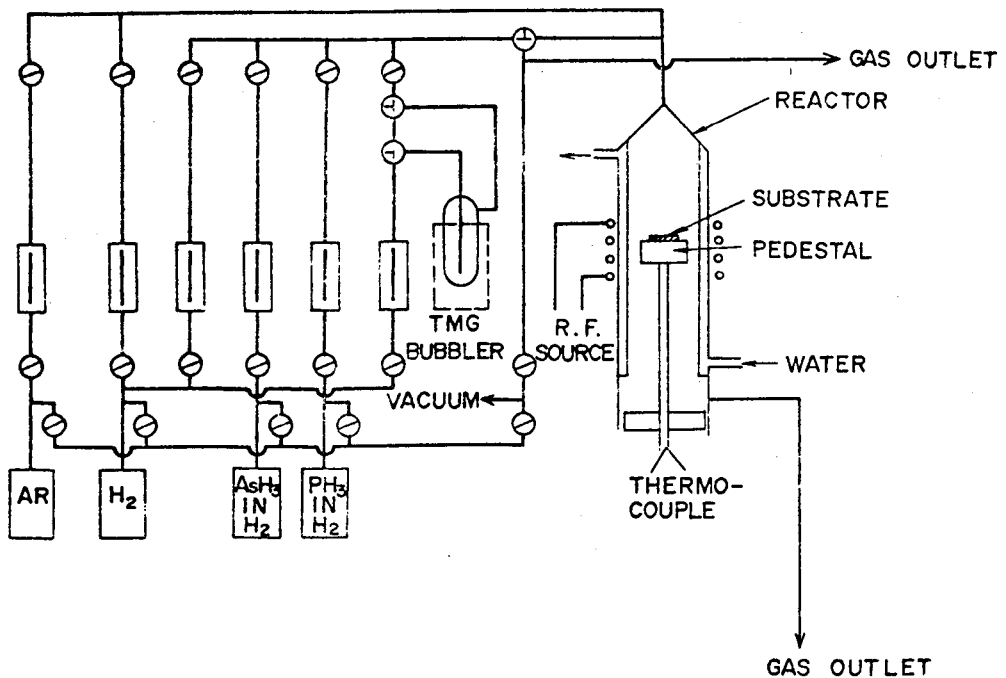
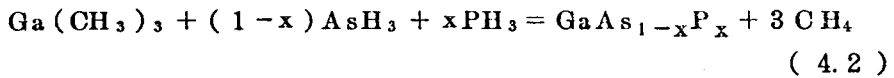


図4.6 熱分解法によるGaAs_{1-x}P_xの気相成長装置

熱分解法による $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の気相成長装置を図 4.6 に示す。反応管の加熱は高周波誘導方式である。反応管は二重構造にして外側に冷却水を通して反応管を冷却した。結晶基板は高純度グラファイト製の加熱台の上のせ高周波コイルで加熱し、挿入したクロメル-アルメル熱電対で 630°C に温度制御した。また TMG はステンレスボンベから $10 \sim 20 \text{ g}$ を石英製バブラ内に入れて -10°C でキャリアガスである H_2 ガス中に飽和させて反応系に導入した。

高抵抗率の $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の成長条件を求めるため、先ず Cr ドープの半絶縁性 GaAs の上に、以下の条件で $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ を成長させた。即ち $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の成長速度はガス中の TMG の濃度に比例する⁹⁾ ため TMG の濃度を一定にしてガス中の AsH_3 濃度及び PH_3 濃度を変化させてガス中の AsH_3 の分圧 P_{AsH_3} と TMG の分圧 P_{TMG} の比 $P_{\text{AsH}_3} / P_{\text{TMG}}$ の関数として成長膜の抵抗率を調べてみた。その際 PH_3 の分圧 P_{PH_3} は

$$\frac{P_{\text{PH}_3}}{P_{\text{AsH}_3} + P_{\text{PH}_3}} = 0.01 \quad (4.3)$$

となるように変化させた。また抵抗率は Pauw 法¹⁰⁾ を用いて測定した。

図 4.7 には $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ 成長膜の抵抗率の、 $P_{\text{AsH}_3} / P_{\text{TMG}}$ の変化に対する実験結果を示す。これらの成長膜の導電型はすべて p 型であった。 $P_{\text{AsH}_3} / P_{\text{TMG}}$ の値が 12 以上になると、導電型が n 型になり、電子の移動度は正孔のそれに比べてはるかに大きいため、抵抗率は一桁以上も下がった。即ち導電型は $P_{\text{AsH}_3} / P_{\text{TMG}}$ の値が 12 を境にして反転した。この現象は次のような原因に基づくものと考えられる。 P_{AsH_3} が小さい場合は、Ga 空孔 (V_{Ga}) より As 空孔 (V_{As}) の濃度が高くなる。この V_{As} にこの成長系での最大の汚染

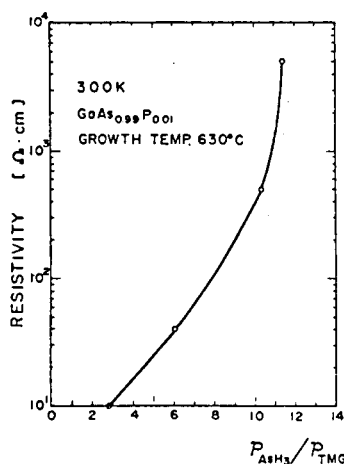


図 4.7 $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ 成長膜の抵抗率の $P_{\text{AsH}_3} / P_{\text{TMG}}$ の変化に対する実験結果。成長温度は 630°C である。

源である石英管からのⅣ族 Si が置換してアクセプタとなって p 型伝導を示す。他方 P_{AsH_3} が大きくなると V_{Ga} が相対的に増大し、この位置に Si が置換してドナーとなって n 型伝導を示す。従って P_{AsH_3}/P_{TMG} 12 の近辺ではアクセプタ及びドナー濃度がほとんど等しく互いに補償しあっているため抵抗率が高くなっているものと想像される。図より $P_{AsH_3}/P_{TMG} = 11.4$ では $GaAs_{0.99}P_{0.01}$ の抵抗率は $5 \times 10^3 \Omega \cdot cm$ である。この値は、図 4.4 の説明の際に述べたように $10^3 \Omega \cdot cm$ より大きいため、注入キャリアを活性領域に閉じ込めるに十分な大きさである。以上の実験結果から実際に新埋め込みストライプ型レーザの作製にあたっては、成長温度が $630^\circ C$ 、 $P_{AsH_3}/P_{TMG} = 11.4$ なる組成のガスを用いた熱分解気相成長によって、 $GaAs_{0.99}P_{0.01}$ なる三元混晶を成長させて埋め込み層とした。

4-3-2 埋め込みストライプ型レーザの作製

埋め込みストライプ型レーザは次のようにして作製した。先ず Te ドープ n 型 $GaAs$ の上に液相エピタキシャル法で 4 層連続成長を行う。用いた基板は (100) 面であり鏡面研磨後、 $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O = 3 : 1 : 1$ の溶液でエッチングした。成長は $835^\circ C$ から始め、炉の冷却速度は $0.5^\circ C/min$ とした。第 1 層は Sn ドープの n 型 $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ であり、基板と第 1 層との格子のミスマッチによる歪が第 2 層の活性領域に伝搬するのを防ぐため、第 1 層は約 $5 \mu m$ と、やや厚く成長させた。第 2 層は活性領域のアンドープ n 型 $GaAs$ でその厚さは $0.15 \mu m$ 程度である。第 3 層及び第 4 層は各々、p- $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ 及び p- $GaAs$ でどちらも Ge ドープであり、厚さの典型的な値は各々 $0.5 \mu m$ 及び $1 \mu m$ である。また活性領域中への Al の混入を防止するため、第 2 章で述べたように、第 1 層と第 2 層との成長溶液だめの間に Ga だけからなる洗浄用溶液だめを設けた。表 4.2 に各溶液だめ中の溶媒及び溶質の成分比を示す。

以下埋め込みストライプ型レーザの製法を図 4.8 と共に説明する。

表 4.2 各溶液だめ中の溶媒及び溶質の成分比

溶液だめ	成長層	Ga (g)	GaAs (mg)	Al (mg)	dopant (mg)
1	n-Ga _{0.7} Al _{0.3} As	1	50	2.3	Sn (120)
2	—	1	0	0	—
3	n-GaAs	1	80	0	undope
4	p-Ga _{0.7} Al _{0.3} As	1	50	2.3	Ge (50)
5	p-GaAs	1	80	0	Ge (50)

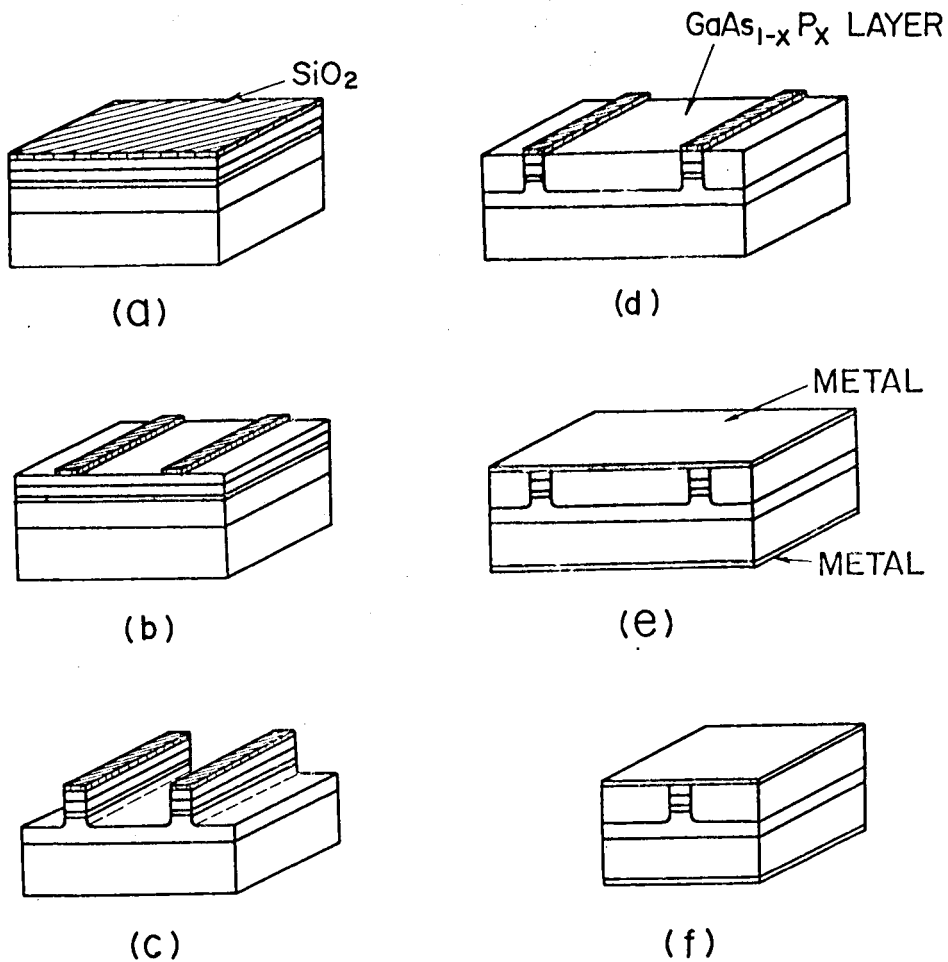


図 4.8 埋め込みストライプ型レーザの製法

液相成長後、 $p\text{-GaAs}$ の表面に化学蒸着法で SiO_2 膜を 4000\AA 付着する (図 4.8 (a))。次にストライプ部以外の SiO_2 膜を $\text{HF}:\text{NH}_4\text{F} = 5:1$ の溶液でエッチング除去する。この場合ストライプは $\langle 110 \rangle$ 方向になるようにする (図(b))。次に SiO_2 膜をマスクとして、 $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O} = 8:1:1$ でエピタキシャル層をエッチング除去する。エッチングの深さは、メサ部の側面のエッチングをできるだけ小さくするために $2\sim 3\ \mu\text{m}$ とする。従ってエッチングは $n\text{-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ の途中で停止する (図(c))。メサエッチング後、高抵抗率の $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($0 < x \leq 0.01$) を 4-3-1 で述べた方法でエッチング除去した領域に埋め込む。4-3-1 で述べた成長条件では $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ は SiO_2 膜上には成長しないので、メサストライプ上の SiO_2 膜が選択成長のマスクとなり、従って $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ はエッチング除去した領域にのみ成長し、埋め込み層が形成される。 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 膜の成長速度は 4-3-1 の成長条件では $0.01\ \mu\text{m}/\text{min}$ である。従ってエッチング深さに応じて成長時間を制御することにより、成長表面の高さをストライプ部の高さと一致させることができる (図(d))。 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 層の成長後、ストライプ上の SiO_2 膜を $\text{HF}:\text{NH}_4\text{F} = 5:1$ でエッチング除去して、ストライプ部の表面である $p\text{-GaAs}$ 及び埋め込み層 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の表面全面に $\text{Au-Zn } 10\%$ 合金を蒸着する。次いで $n\text{-GaAs}$ 側を全体の厚さが $100\ \mu\text{m}$ になるまで研磨して、 $n\text{-GaAs}$ 側にも $\text{Au-Ge } (12\%)\text{-Ni } (4\%)$ 合金を蒸着することにより、ストライプ型レーザのウェファは完成する (図(e))。その後、劈開面を利用して劈開し、キャビティ長 $200\sim 300\ \mu\text{m}$ のダイスを形成する (図(f))。最後にこのダイスを銅ブロック上、あるいはレーザ用ステム上に、 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の面が放熱体側にくるようマウントしてレーザ素子は完成する。

4-3-3 成長層の観察

図 4.9 に、 $n\text{-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 及び基板の $n\text{-GaAs}$ の上に成長した $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ の埋め込み層の表面の S.E.M. 写真を示す。図(a)は $n\text{-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 上の、図(b)は $n\text{-GaAs}$ 上の $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ の表面写真である。図より埋め込み層は $\langle 110 \rangle$

方向に細長く雲状に伸びた多結晶の集合体であり、その長さは約 $5 \mu\text{m}$ であることがわかる。この表面の反射電子回折パターンを図 4.10 に示す。図 4.10 (a) は電子ビームを $\langle 110 \rangle$ 方向へ入射した場合のパターンで、ほぼ単結晶に近いパターンを示している。同図 (b) は電子ビームを $\langle \bar{1}10 \rangle$ 方向へ入射した場合のパターンで、いくつかの同心円状のリングが見えており、入射電子ビームが一定の方向に回折されていないことを示しており、かなり単結晶からずれていることがわかる。図 4.9 及び図 4.10 より、埋め込み層は $\langle 110 \rangle$ 方向を向いた雲状の多結晶の集合体であることがわかる。

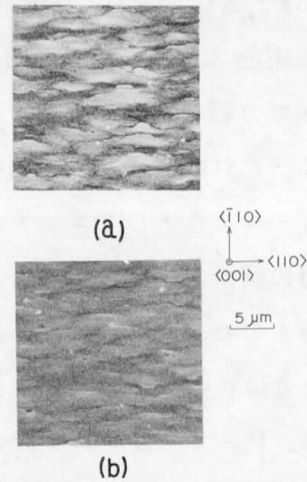


図 4.9 GaAs_{0.99}P_{0.01} 埋め込み層の表面の S.E.M. 写真
 (a) Ga_{0.7}Al_{0.3}As 上に成長した GaAs_{0.99}P_{0.01} 層の表面
 (b) GaAs 上に成長した GaAs_{0.99}P_{0.01} 層の表面

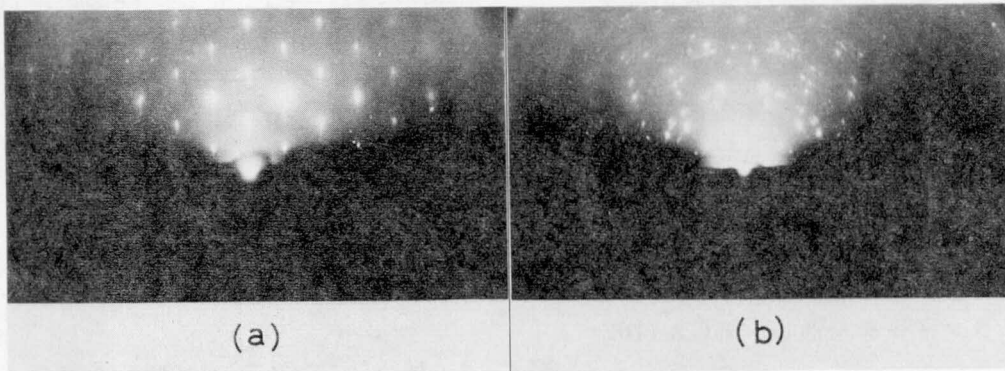


図 4.10 GaAs_{0.99}P_{0.01} 層の表面の反射電子回折像
 (a) 電子ビームを $\langle 110 \rangle$ 方向へ入射した場合のパターン
 (b) 電子ビームを $\langle \bar{1}10 \rangle$ 方向へ入射した場合のパターン

図 4.11 は埋め込みストライプ型レーザの角度研磨写真を示す。このレーザのストライプ幅は約 $5 \mu\text{m}$ であり、埋め込み層の深さは $2.5 \mu\text{m}$ である。図よりメサ領域は GaAs_{1-x}P_x で密に埋め込まれており、また活性領域は縦方向

には $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ で、横方向には $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ で囲まれていることがわかる。図より電極ストライプ幅に比べて活性領域の幅が約 $1\ \mu\text{m}$ 細くなっている。これはストライプ状の SiO_2 をマスクとしてエッチングした時の側面のサイドエッチングによるもので、サイドエッチングの大きさはエッチング深さの約 $\frac{1}{2}$ である。従ってエッチング深さが小さいほど、サイドエッチングも少なくなり、所望のストライプ幅のレーザを作ることができる。



4-4 特性測定方法

レーザ素子のキャビティ面の S.E.M. 観察により活性領域の幅を求め、これをストライプ幅とした。発振近視野像は光学顕微鏡像を Si ビジコンで観察し、それをテレビ画面に映し出して観察した。また発振スペクトルは Spex I ダブルモノクロメータを通し、RCA 7102 フォトマルを検知器として測定した。レーザ発振のパルス測定は、パルス幅 $100\ \text{ns}$ 、繰り返し周波数 $100\ \text{Hz}$ のパルスを用いて測定した。

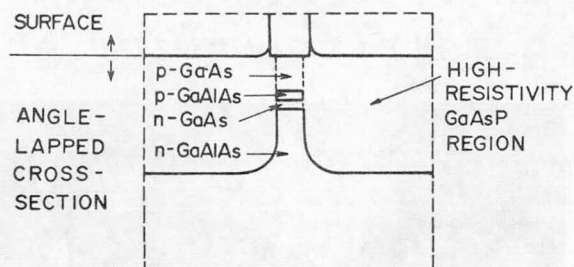


図 4.11 埋め込みストライプ型レーザの角度研磨写真。ストライプ幅は $5\ \mu\text{m}$ 、活性領域の厚さは $0.15\ \mu\text{m}$ である。

4-5 特性測定結果及び考察

4-5-1 しきい値電流密度 (J_{th}) のストライプ幅依存性

埋め込みストライプ型レーザの J_{th} をストライプ幅の関数として実験的に求めた。図 4.12 にストライプ幅と、得られた最低の J_{th} との関係を示す。これらのレーザの活性領域の厚さは $0.15 \sim 0.2 \mu\text{m}$ で、キャビティ長は $200 \mu\text{m}$ である。同図には比較のため、通常のオキサイドストライプ型レーザの J_{th} のストライプ幅依存性も示してある。このオキサイドストライプ型レーザは SiO_2

膜をマスクとして、上述の埋め込みストライプ型レーザを作製したのと同様のウェッパを用いて作製した。同図よりどちらのストライプ型レーザの場合もストライプ幅がせまくなるに従って J_{th} が増加していくが、オキサイドストライプ型レーザの場合はストライプ幅が $30 \mu\text{m}$ 以下になるとその増加の傾向が著しくなるの

に比べ、埋め込みストライプ型レーザの場合は、ストライプ幅が $15 \mu\text{m}$ まで J_{th} がほとんど一定であることがわかる。またあらゆるストライプ幅に対し、埋め込みストライプ型レーザの J_{th} はオキサイド型ストライプ型レーザの J_{th} に比べて小さいことがわかる。このことは、埋め込み

ストライプ型レーザの活性領域中でのキャリア及び光の閉じ込めが、オキサイドストライプ型レーザに比べて格段にすぐれていることを示すものである。埋め込みストライプ型レーザでストライプ幅をせまくすると J_{th} が増加する原因としては次のことが考えられる。(1)ストライプ幅をせまくすると図 4.4 に示

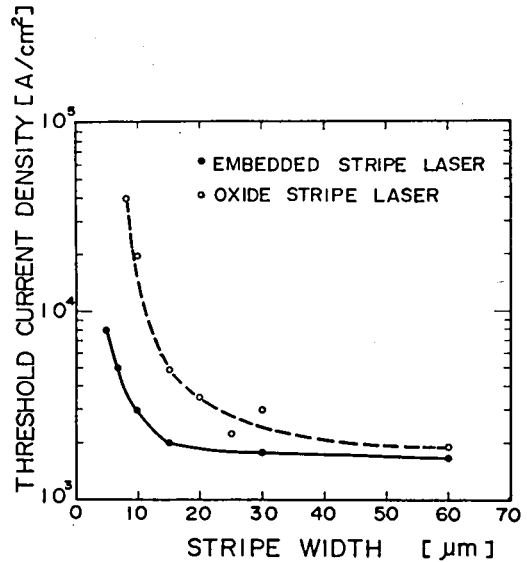


図 4.12 埋め込みストライプ型レーザのストライプ幅と、得られた最低の J_{th} との関係。図には比較のためオキサイドストライプ型レーザの J_{th} のストライプ幅依存性も示してある。これらのレーザの活性領域厚さは $0.15 \sim 0.2 \mu\text{m}$ 、キャビティ長は $200 \mu\text{m}$ である。

したように R_2/R_1 が減少して、高抵抗層へのもれ電流が増大していく。

(2) 活性領域の GaAs と、埋め込み層の $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ との屈折率差は 0.05% であり、非常に小さく、従ってストライプ幅がせまくなると、活性領域中の光の閉じ込めが悪くなる。(3) 活性領域と埋め込み層との界面での光の散乱の影響がストライプ幅の減少と共に増加する。

これらのレーザは銅ブロック上にマウントすることにより容易に室温連続発振を示した。

4-5-2 発振横モード特性

埋め込みストライプ型レーザの微分量子効率率は 30~50% であり、従来のストライプ型レーザとはほぼ同等であった。しかし発振横モード特性は従来のストライプ型レーザに比べてはるかに単純である。これは活性領域が四方を $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 及び $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ で囲まれていて、厳密に規定できるためである。典型的な近視野像を図 4.13 に示す。

(a) 図は TE_{00} モード、(b) 図は TE_{01} モード、(c) 図は TE_{02} モードである。また図 4.14 は TE_{00} モードの遠視野像を示す。このように TE_{00} モードは完全な円型発振をしていることがわかる。一般に活性領域の幅が大きくなるに従って、横モードも高次モードが立ちやすい。発振モードを単一基本モードに制御するにはストライプ幅を 1~2 μm 程度にする必要がある。ストライプ幅が 1 μm 前後では発振モードは図 4.5 に示した計算結果からも予想されるように完全な単一基本モード (TE_{00} モード) となることが実験的にも確かめら

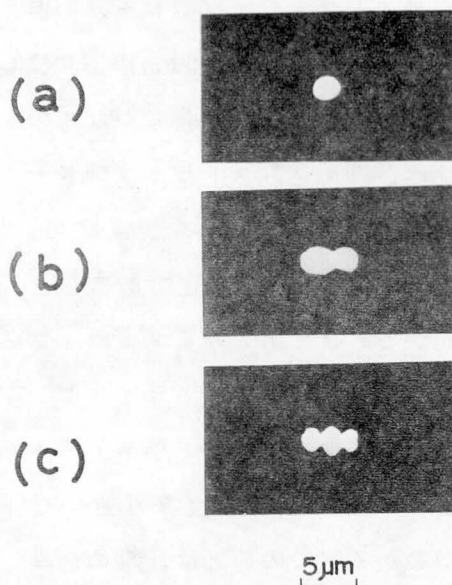


図 4.13 近視野像
(a) TE_{00} モード
(b) TE_{01} モード
(c) TE_{02} モード

れた。ストライプ幅が $3 \sim 5 \mu\text{m}$ では、
 図 4.13 の (b) 及び (c) に示した TE_{01} 、
 TE_{02} モードが立ちやすかった。

この埋め込み型レーザのもう一つの特徴は、電流の変化に対するモードパターンの変化が非常に小さいということである。これも活性領域が厳密に規定されていることによる。図 4.15 に 2 つのレーザの発振モードの電流値に対する変化を示す。(a) 図は TE_{00} モードで発振するレーザの、また (b) 図は TE_{02} モードで発振するレーザの変化を示している。この 2 つのレーザの発振しきい値はどちらも 150mA である。いずれのレーザにおいても発振モードは 400mA になっても変化していない。これらの横モードは一般に J_{th} の $5 \sim 6$ 倍まではほとんど変化せず安定であり、従来のストライプ型に比べて横モードがひじょうに安定に発振することが確認された。

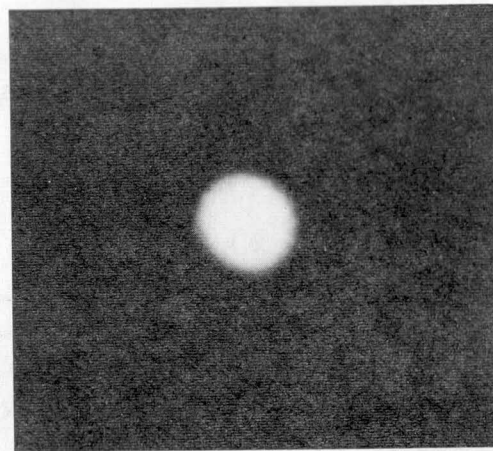
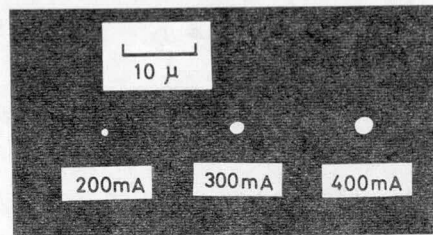
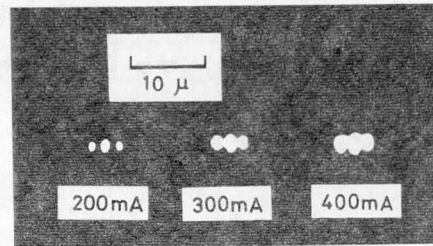


図 4.14 TE_{00} モードの遠視野像



(a)



(b)

図 4.15 近視野像の電流に対する変化

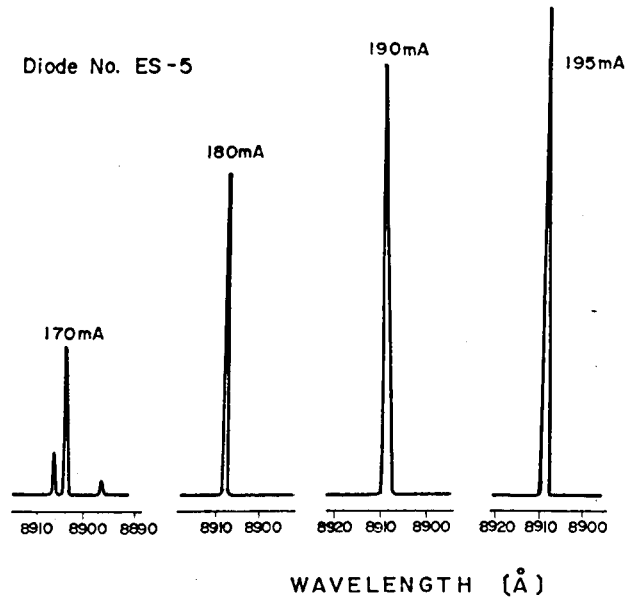
(a) TE_{00} モード

(b) TE_{02} モード

4-5-3 発振スペクトル特性

埋め込みストライプ型レーザの発振スペクトルを調べた結果、ほとんどのレーザがしきい値以上のある電流範囲で単一縦モードで発振するのが観測された。

図 4.16 に、室温連続動作時の発振スペクトルの一例を示す。このレーザのストライプ幅は $5 \mu\text{m}$ 、発振しきい値は 160mA である。図よりこのレーザは、しきい値より少し大きい電流ではまだ多モード発振を示しているが、 180mA になるとそのうちの 1 つのモードが



支配的になり単一縦モード発振を示すのがわかる。この単一縦モード発振は 200mA 以上の電流値でも安定であった。

図 4.16 に示した例のほか、しきい値直後から単一縦モードで発振するレーザもあり、埋め込みストライプ型レーザは単一縦モード発振にも有効であることが確認された。

4-6 まとめ

第 4 章で得られた重要な結果をここでまとめる。

- (1) 単一横モード発振用レーザとして新しい埋め込みストライプ型レーザを開発した。このレーザはメサストライプ型レーザ素子部の側面を高抵抗 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($0 < x \leq 0.01$) で埋め込んだもので、 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ はトリメチルガリウムを用いた熱分解気相成長法で成長するため、低温で成長が可能で、ストライプ幅の制御がきわめて容易であるという特徴を有している。
- (2) 埋め込み層である $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の抵抗率は $5 \times 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ であり、この値

は注入キャリアを活性領域に閉じ込めるのに十分な値であることが計算結果からもわかった。また埋め込み層は $\langle 110 \rangle$ 方向に雲状にのびている多結晶であることが、電子顕微鏡像及び電子線回折像より確認された。

- (3) 埋め込みストライプ型レーザの J_{th} は従来のオキサイドストライプ型レーザの J_{th} に比べて小さく、特にストライプ幅が $15 \mu\text{m}$ 以下でその違いが顕著であり、活性領域中でのキャリア及び光の閉じ込めが優れていることが証明された。
- (4) 埋め込みストライプ型レーザを用いて安定な室温連続発振が容易に達成できた。
- (5) 発振横モードパターンは非常に単純であり、ストライプ幅が $1 \sim 2 \mu\text{m}$ では TE_{00} モード発振が再現性良く得られた。またモードパターンは電流値を J_{th} の $5 \sim 6$ 倍まで変化してもほとんど変化せず、横モードの安定性が実証された。
- (6) 発振スペクトルは、ほとんどのレーザがしきい値以上のある電流範囲で単一モードであり、埋め込みストライプ型レーザは単一横モード発振だけでなく、単一縦モード発振にも有効であることが確認された。

文 献

- 1) T. Tsukada, J. Appl. Phys., 45, 4899 (1974)
- 2) R. D. Burnham and D. R. Scifres, Appl. Phys. Lett., 27, 510 (1975)
- 3) P. A. Kirkby, D. F. Lovelace, and G. H. B. Thompson, Tech. Digest 1976 Topical Meet. Integrated Optics (Salt Lake City 1976) PD 7-1
- 4) T. P. Lee and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett., 29, 164 (1976)
- 5) K. Itoh, K. Asahi, M. Inoue, and I. Teramoto, IEEE J. Quantum Electron., QE-13, 623 (1977)
- 6) D. Gloge, Appl. Opt., 10, 2252 (1971)
- 7) A. W. Snyder, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-17, 1130 (1969)
- 8) H. M. Manasevit and W. I. Simpson, J. Electrochem. Soc., 116 1725 (1969)
- 9) 井上、旭、National Technical Report, 18, 303 (1972)
- 10) van der Pauw, Philips Res. Rept., 13, 1 (1958)

第5章 モノリシック埋め込みストライプ型レーザ

5-1 序

S. E. Millerによって1969年に光集積回路(略して光IC)の概念が導入¹⁾されて以来、光IC用素子の研究が活発に行われるようになった。光ICとは導波路を用いた新しい光学素子によって発振・増幅・周波数変換・変調・伝送・分波・復調・演算等の機能を光領域において実現し、さらに複数の素子を一枚の基板上に集積化したもので、従来の光学系を用いた電子回路に比べ、小型堅牢であり、安定性・経済性の上で優るものと考えられる。光IC用素子のうち最も重要なものの一つは光IC用光源となる半導体レーザであるが、半導体レーザも従来の単体の素子ではなく、光IC用基板上にモノリシックに形成されたレーザが必要となってくる。このため光IC用レーザとして、種々の構造のものが考えられている。その中には、利得または屈折率の周期的変化によるブラッグ反射を利用して帰還をかけるようにした分布帰還型レーザ²⁾(Distributed Feedback Laser:略してDFBレーザ)や分布ブラッグ反射型レーザ³⁾(Distributed Bragg Reflector Laser:略してDBRレーザ)があり、レーザの活性領域で生じた発振光を、その直下にある光導波路となる半導体層へ方向性結合器の原理を応用して伝達させる集積二重導波路型レーザ⁴⁾(Integrated Twin-Guideレーザ:略してITGレーザ)がある。しかし最も多く研究されているのはキャビティ面をエッチングで形成したファブリーペロー形レーザ^{5)~8)}である。これはファブリーペロー形レーザの作製が比較的容易であり、適当な方法で導波路を結合すれば集積化も簡単にできるためである。

ところでこれらの光IC用レーザを実用化するには少なくとも室温連続発振することが必要条件である。上記のレーザのうち室温連続発振を実現したのはDFBレーザ²⁾であり、²⁾ ファブリーペロー形レーザではまだパルス発振に止まっていた。その原因はエッチングによって形成したキャビティ面は、従来のへき開で形成されたキャビティ面に比べると光の波長のオーダーではまだ凹凸が大きく、従って反射率が減少するため発振しきい値電流密度 J_{th} がどうして

も大きくなるということと、ストライプ幅のせまい適当な構造を用いていないため発振しきい値 I_{th} 自体も大きくなるということであった。

筆者は第 4 章で述べた、活性領域の周囲を $Ga_{1-x}Al_xAs$ 及び $GaAs_{1-x}P_x$ で取り囲んだ埋め込みストライプ型レーザを利用して、エッチングにより形成されたキャビティ面を有するファブリーペロー形レーザを作製する研究を行った。その理由は、この埋め込み構造はストライプ幅を非常にせまくできるため、発振しきい値を下げることができ、また放熱特性が良好なので、キャビティ面の形成さえうまくいけば室温連続発振も可能であろうと考えたからである。

キャビティ面形成用エッチング液としては、種々の実験の結果 $NaOH$, H_2O_2 , NH_4OH の混液が最適であることがわかった。このエッチング液を $GaAs$ の (100), (110) 及び (120) 面に作用させるとそれらの面は鏡面を呈し、キャビティ面として十分利用できることがわかった。その結果、エッチングキャビティ面を用いて初めて室温連続発振に成功した。本章では以上のことについて詳しく述べる。

5-2 モノリシック埋め込みストライプ型レーザ

モノリシック埋め込みストライプ型レーザの概略を図 5.1 に示す。そのレーザとしての構造は第 4 章で述べた埋め込みストライプ型レーザと同じで、メサ

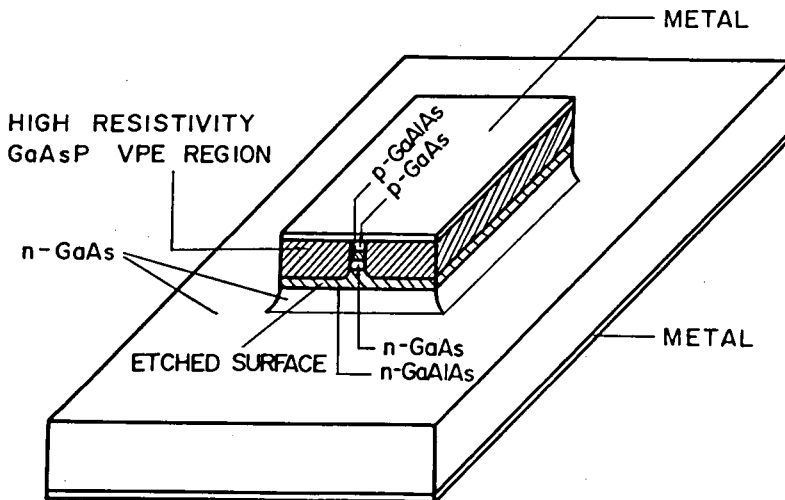


図 5.1 モノリシック埋め込みストライプ型レーザの概略図

エッチングされたレーザ発振部の側面を高抵抗率の $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($0 < x \leq 0.01$) で埋め込んだものである。このレーザ素子部以外の四方の層を化学エッチングで除去して、基板である $n\text{-GaAs}$ を露呈させる。この四方のエッチング除去の際に、レーザキャビティ面が形成される。ストライプ幅をせまくし、キャビティ面を鏡面になるようにすることにより、しきい値は相当低くなり、室温連続発振も可能になると考えられる。

5-3 試料の作製

5-3-1 エッチングによるキャビティの形成法

一般に GaAs 単体の結晶では、 $\text{GaAs}(100)$ 面上に選択エッチングで形成したチャンネルの側面の傾き β と、チャンネルの軸と (011) 面とがなす角 α との間には図 5.2 に示すように結晶軸依存性をもつ。⁵⁾ $\alpha = 45^\circ$ のとき $\beta = 90^\circ$ となり (100) 面に垂直なチャンネルの側面が得られる。この側面は $\{100\}$ 面であり、これを反射鏡面としてファブリーペロー型レーザが構成されている。^{5)~7)}

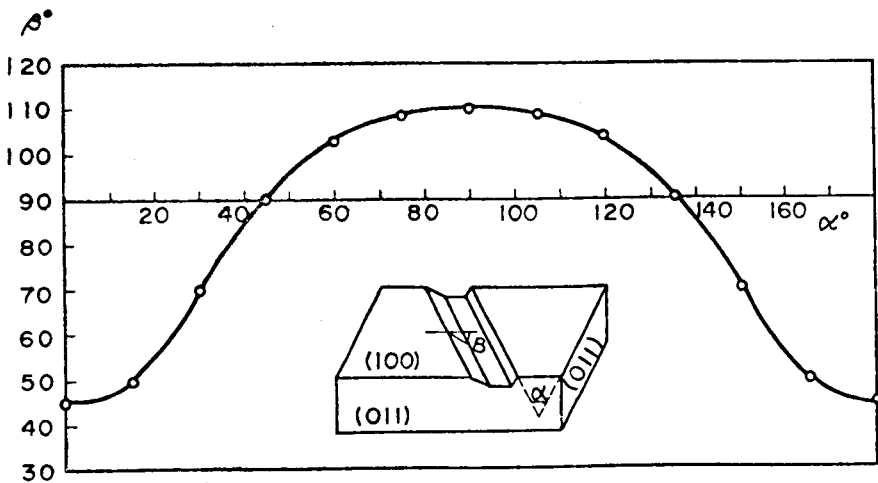


図 5.2 $\text{GaAs}(100)$ 面上のエッチングにより形成したチャンネルの側面の傾き β と、チャンネル軸と (011) 面とがなす角 α との関係 (文献(5)による。)

ところで従来は $\{100\}$ 面以外の反射鏡面を用いて作製したエッチングキャビ

ティレーザは 2, 3 の例^{4)・8)}しか発表されていない。これは上述のように{100}面では $\beta = 90^\circ$ となりやすいが、それ以外の面を用いた場合、 $\beta = 90^\circ$ となるような適当なエッチング液がなく、従ってレーザキャビティとして反射率が十分でないので発振しにくいためである。

GaAs 及び $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ のエッチング液としては拡散律速の液と反応律速の液とがある。¹⁰⁾ 拡散律速の液ではエッチング速度の面指数依存性は比較的小さいが、エッチング量が時間に比例せず、エッチング速度が時間と共に減少する。拡散律速の溶液としては $8\text{H}_2\text{SO}_4 : 1\text{H}_2\text{O}_2 (30\% \text{H}_2\text{O}_2) : 1\text{H}_2\text{O}$ や $\text{Br}_2\text{-CH}_3\text{OH}$ 系などがある。一方反応律速の液はエッチング速度は面指数に依存するが、エッチング量が時間に比例するので制御が容易である。反応律速の溶液としては $1\text{H}_2\text{SO}_4 : 10\text{H}_2\text{O}_2 : 1\text{H}_2\text{O}$ や $1\text{NH}_4\text{OH} (30\% \text{NH}_4\text{OH}) : 1\text{H}_2\text{O}_2 (30\% \text{H}_2\text{O}_2)$ や $\text{NaOH-H}_2\text{O}_2$ 系などがある。これらのうち、 $\text{NaOH-H}_2\text{O}_2$ 系^{11)・12)} はキャビティ面の形成に使用した場合、比較的直角でダレのない面を形成するのでキャビティ面の形成に適していると考えられる。しかしこの溶液は H_2O_2 と NaOH のモル比により GaAs と $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ に対するエッチング速度が異なり $\text{H}_2\text{O}_2/\text{NaOH}$ のモル比が 10 以下では $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ に対するエッチング速度の方が、また 10 以上では GaAs に対するエッチング速度の方がはやい。¹³⁾ GaAs と $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ を同じエッチング速度でエッチングしようとすれば $\text{H}_2\text{O}_2/\text{NaOH} = 10$ の溶液を用いればよいが、この溶液のエッチング速度はきわめて速く $10\ \mu\text{m}/\text{min}$ 以上もあり、エッチング速度の制御がひじょうに困難である。

図 5.1 に示したモノリシック埋め込みストライプ型レーザのキャビティ面形成用エッチング液に要求される条件としては次のものがある。

- (1) レーザキャビティ面は鏡面で、反射率が十分あること。
- (2) GaAs と $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ に対するエッチング速度がほぼ同程度であること。
- (3) エッチング速度が比較的遅く、制御が容易であること。

以上の 3 条件を満たすエッチング液として筆者は $\text{NaOH-H}_2\text{O}_2\text{-NH}_4\text{OH}$ 系のエッチング液を開発した。この液は上述の $\text{NaOH-H}_2\text{O}_2$ 液と同じく鏡面キャ

ビティの形成に適しているという特長を有しており、かつ $\text{NaOH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{NH}_4\text{OH}$ の混合比を適当にすることにより GaAs 及び $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ に対するエッチング速度を等しくさせることができ、またエッチング量の制御も容易となる。種々の実験の結果、1モル NaOH 水溶液、30% H_2O_2 、30% NH_4OH の重量比が 5 : 1 : 1 の時、上述の 3 条件が比較的良好に満足されることがわかった。

図 5.3 には、 $\text{NaOH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{NH}_4\text{OH}=5:1:1$ の溶液でダブルヘテロ構造のウェファ及び埋め込み層となる $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ に対する $30 \pm 1^\circ\text{C}$ のエッチング温度におけるエッチング速度の実験結果を示す。この図よりこの溶液のエッチング速度はダブルヘテロウェファに対する方が、 $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ に対するよりも約 1.4 倍速いことがわかる。この速度の差の原因としては、(1)少量の P の混入がエッチング速度を下げる。(2) $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ は気相成長で成長した多結晶である、等が考えられる。いずれにしてもこのエッチング速度の差はレーザ特性には殆ど影響はないと考えられるので、本実験では $\text{NaOH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{NH}_4\text{OH}=5:1:1$ をキャビティ形成用のエッチング液として用いることにした。

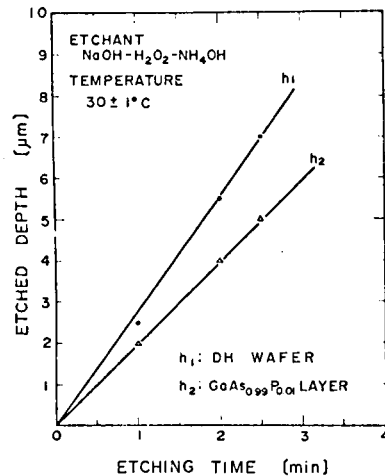


図 5.3 ダブルヘテロ構造ウェファ及び $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ 埋め込み層に対するエッチング速度

5-3-2 ダイオードの作製

モノリシック埋め込みストライプ型レーザの製法を図 5.4 とともに説明する。埋め込み成長までの過程は 4-3-2 で述べたのと同じであるが、今回はストライプ方向を $\langle 110 \rangle$ 方向だけでなく $\langle 100 \rangle$ 及び $\langle 120 \rangle$ 方向のものも作製した。これは劈開でキャビティを作る場合は劈開面が $\{110\}$ 面であるため $\langle 110 \rangle$ 方向のストライプしか発振しないのが明瞭であるが、エッチングキャビ

ティ面を利用する場合には種々の指数のキャビティ面で発振する可能性があると思われるためである。活性領域の厚さ及びストライプ幅の典型的な値は各々 $0.15 \mu\text{m}$ 及び $4 \mu\text{m}$ である。(図(a))

次に 10% の Zn の入った Au メタルを p-GaAs 及び埋め込み層の表面全面に真空蒸着した。蒸着温度は 300°C で、蒸着されたメタルの厚さは約 $1 \mu\text{m}$ とした。蒸着後、フォトエッチング技術を使用して、モノリシック埋め込みストライプ型レーザの p 側電極となる領域以外の Au-Zn メタルを KI と I_2 の水溶液を用いて除去した。

エッチングキャビティ面を作製する際に、この Au-Zn メタルをマスクとして使用するので、上記の Au-Zn メタルの端は一直線であることが必要である。もしも Au-Zn メタルの端で凹凸があれば、良好なキャビティ面は形成されない。このフォトエッチング過程で形成したキャビティ長は $300 \mu\text{m}$ である。(図(b))

次に Au-Zn メタルが除去された領域下のエピタキシャル層を 5-3-1 で述べた 1 モル $\text{NaOH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{NH}_4\text{OH}=5:1:1$ の溶液を使用して、その先端が n-Ga_{0.7}Al_{0.3}As あるいは基板の n-GaAs にまで達するまでエッチング除去した。これにより、きわめて平坦でかつ鏡面のエッチングキャビティ面が形成される。その後、基板の n-GaAs を全体の厚さを $100 \mu\text{m}$ になるまで研磨して、n-GaAs 側に Au-Ge (12%) - Ni (4%) 合金を真空蒸着する (図(c))。それ以後の工程は従来と同様であり、最後に、各々のレーザ素子を銅ブロック上、あるいは TO-18 ヘッダの上に Au-Zn 側が放熱体側になるようにボンディングすることによりレーザ素子は完成する。

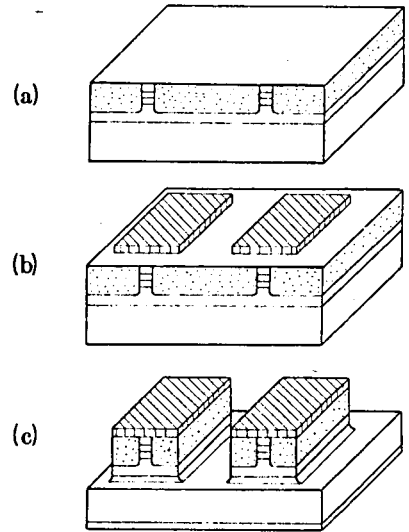


図 5.4 モノリシック埋め込みストライプ型レーザの製造工程図
 (a)埋め込み層成長
 (b)電極金属のフォトエッチング
 (c)エッチングによるキャビティ面の形成

5-4 試料のS.E.M.観察

図5.5に、従来GaAs-GaAlAs系のエッチングキャビティ面形成によく使用されていた $\text{H}_2\text{SO}_4-\text{H}_2\text{O}_2-\text{H}_2\text{O}$ 系のエッチング液^{6)・14)}を用いた場合と、今回開発した $\text{NaOH}-\text{H}_2\text{O}_2-\text{NH}_4\text{OH}$ 系のエッチング液を用いた場合とのエッチングキャビティ面をS.E.M.で撮ったものを比較してある。これらの図では形

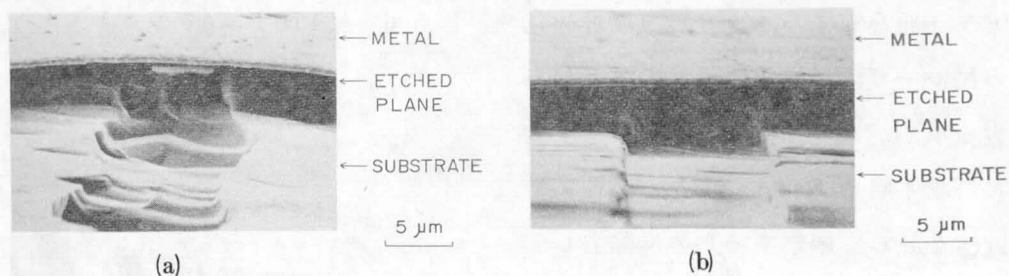


図5.5 (100)エッチングキャビティ面及び基板のS.E.M.写真

(a) $\text{H}_2\text{SO}_4-\text{H}_2\text{O}_2-\text{H}_2\text{O}$ 系をエッチング液として用いた場合。

(b) $\text{NaOH}-\text{H}_2\text{O}_2-\text{NH}_4\text{OH}$ 系をエッチング液として用いた場合。

成されているキャビティ面は(100)面である。(a)図は $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}=1:10:1$ の溶液でエッチングしたもので、キャビティ面が相当に荒れておりレーザキャビティとしてはあまり良くないことがわかる。これは、 $\text{H}_2\text{SO}_4-\text{H}_2\text{O}_2-\text{H}_2\text{O}$ 系のエッチング液ではGaAsと $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ に対するエッチング速度が相当異なるためである。(b)図は $\text{NaOH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{NH}_4\text{OH}=5:1:1$ のエッチング溶液を用いて形成したキャビティ面であり、このエッチング液は5-3-1で述べた種々の特徴を有しているためひじょうに平坦なキャビティ面が形成されているのがわかる。(b)図でストライプの前方の基板に溝ができているのは、図5.3でもわかるように、このエッチング液は、GaAs-GaAlAs系に対するエッチング速度の方が、埋め込み層に対するエッチング速度よりも速いためである。 $\text{NaOH}-\text{H}_2\text{O}_2-\text{NH}_4\text{OH}$ 系のエッチング液は(100)面だけでなく、(110)面及び(120)面に対してもひじょうに鏡面で均一なエッチングキャビティ面を呈した。図5.6には(110)エッチングキャビティ面のS.E.M.写真を示す。これによりエッチングキャビティ面がひじょうに鏡面であること

がわかる。このように $\text{NaOH-H}_2\text{O}_2\text{-NH}_4\text{OH}$ 系のエッチング液は、種々の結晶方位のキャビティ面形成に対しきわめて有効であることがわかる。

図 5.7 には、(110) エッチングキャビティ面を有するモノリシック埋め込み型レーザの活性領域近傍の S.E.M 写真を示す。この図では Au-Zn メタル及び第 4 層 p-GaAs 層は、活性領域近傍を詳しく観察するために除去してある。この図よりストライプ領域は埋め込み層よりも深くエッチングされており、さらにストライプ領域前方の基板表面も深くエッチングされているのがわかる。これは前述したようにエッチング速度の違いによるものである。またこの図のように数本の筋がエッチングキャビティの中を走っている場合もあったが、殆どのレーザ素子は図 5.6 に示したような鏡面キャビティを形成した。上述のエッチング速度の違いによる溝の形成、あるいはエッチングキャビティ内に入っている数本の筋の、レーザ特性に及ぼす顕著な影響は今のところ観測されていない。

5-5 特性測定結果および考察

5-5-1 しきい値電流密度

埋め込み層側を放熱体側にくるようにボンディングしたモノリシックレーザ

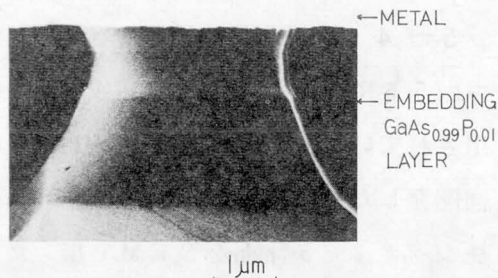


図 5.6 (110) エッチングキャビティ面の S.E.M 写真

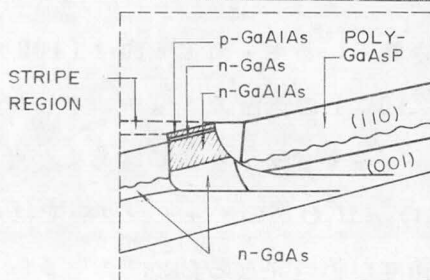
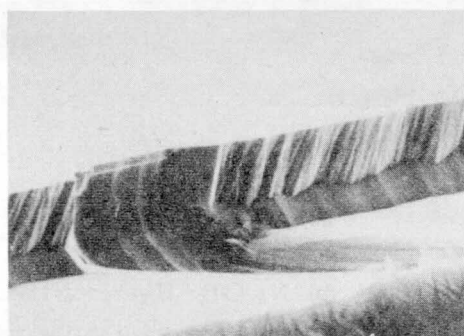


図 5.7 (110) エッチングキャビティを有した埋め込みストライプ型レーザの S.E.M 写真。電極金属及び第 4 層 p-GaAs は除かれている。

は容易に室温連続発振を示した。図 5.8 に (110) エッチングキャビティ面を用いたレーザの連続発振特性の一例を示す。このレーザのストライプ幅は $4\ \mu\text{m}$ でキャビティ長は $290\ \mu\text{m}$ である。このレーザのしきい値は図より 32mA であるのでしきい値電流密度 J_{th} は $2.7\text{KA}/\text{cm}^2$ となり、へき開キャビティを用いたレーザの J_{th} と殆ど差がない。(110) エッチングキャビティを用いたレーザの最小のしきい値は図 5.8 に示したレーザにおける値、すなわち 32mA であった。同様に (100) 及び (120) エッチングキャビティを利用したレーザも室温連続発振を示し、それらの最小しきい値は各々、 35mA 及び 50mA であった。筆者の知る限りでは、エッチングキャビティ面を利用したレーザが室温連続発振したのは、これが初めてである。このように室温連続発振が初めて実現した理由としては新エッチング法による良好なキャビティ面の形成及び埋め込みストライプ型の採用による低しきい値レーザの実現が主なものと考えられる。

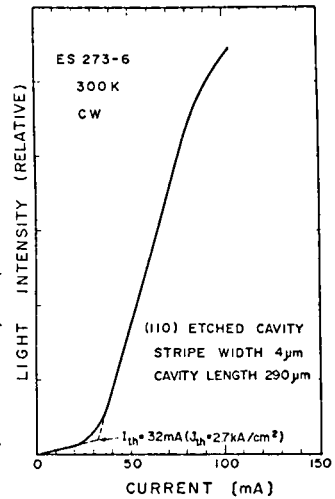


図 5.8 (110) エッチングキャビティ面を有したレーザの室温連続発振特性

5-5-2 微分子子効率

モノリシック埋め込み型レーザは以上述べてきたようにエッチングキャビティ面を利用している。この場合の発振微分子子効率は、劈開キャビティを持つレーザに比べると一般に低い値をもつ。すなわち現在まで得られているモノリシック埋め込み型レーザの最高効率は 16% 、平均的には $7\sim 8\%$ である。表 5.1 にこれらのレーザの最小しきい値と最大微分効率をキャビティ面の指数と共に示してある。微分子子効率は片面発振出力の 2 倍を全出力として求めてある。劈開キャビティ面レーザの微分子子効率は 4-5-2 で述べたように $30\sim 50\%$ であるからエッチングキャビティを有したレーザの効率はその $\frac{1}{4}\sim\frac{1}{6}$ である。この原因としては、エッチングキャビティ面の反射率は劈開キャビティ

ィ面のそれに比べてかなり低いためと考えられる。すなわちエッチングキャビティ面の表面はS.E.M写真で見た限りでは図5.6に示したように滑らかであるが、さらに微視的に見ると表面に不均一性が存在する可能性があり、そのため反射率が低くなっていることによると考えられる。

表 5.1 (100), (110) 及び (120) エッチングキャビティ面を用いた埋め込みストライプ型レーザの最小しきい値及び最大微分量子効率

キャビティ面	(100)	(110)	(120)
I_{th} (mA)	35	32	50
(J_{th} KA/cm ²)	(3.1)	(2.7)	(3.4)
$\Delta\eta$ (%)	11	16	10

5-5-3 発振横モード

モノリシック埋め込み型レーザの発振横モードはへき開キャビティを有した埋め込み型レーザと同様、ひじょうに単純なものであった。ストライプ幅が2 μm 以下のときは、図5.9(a)に示すような基本横モードが再現性良く得られた。一方ストライプ幅が3~5 μm の場合には、 TE_{01} モード、あるいは図5.9(b)に示したような TE_{02} モードの発振特性を示すものが多く、さらに5 μm 以上になると TE_{0n} ($n \geq 3$) のものが多くなった。ストライプ幅が10 μm 以上になると図5.9(c)に示したような多モード発振もしばしば観測された。一般に発振横モードは、第4章の埋め込みストライプ型レーザのそれとほとんど差がなかった。

円形の小孔から出た単色光はその前方にスクリーンをおくと、スクリーン上に干渉フリンジを形成し、そのフリンジの数はスクリーンの位置を小孔に近づけるに従って増加する。¹⁵⁾ TE_{00} モードで発振する

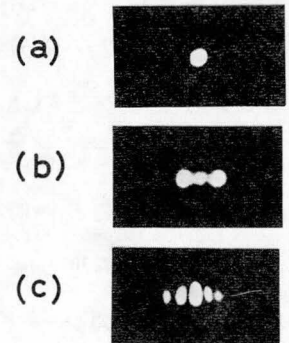


図 5.9 発振横モード
(a) TE_{00} モード
(b) TE_{02} モード
(c) 多モード発振

レーザ光をSi ビジコンカメラで受け、カメラの焦点を次第にずらしていくことにより同様の原理で干渉フリンジを観測し得ることが期待される。

図 5.10 にこの方法で得られたいくつかの干渉フリンジを示す。この図より

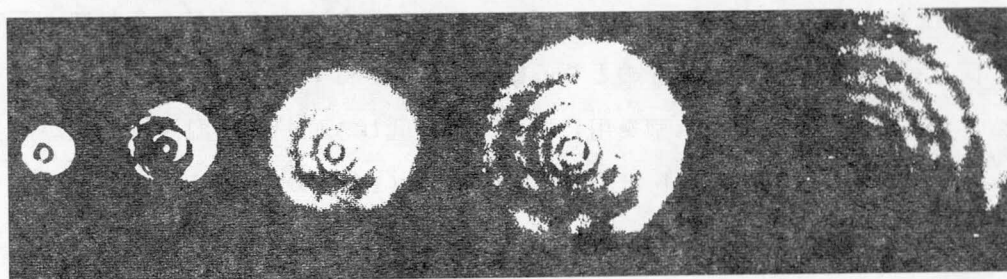


図 5.10 TE₀₀ モードで発振するレーザ光の干渉フリンジ

干渉フリンジの数が多くなっても、フリンジのそれ自身の形は完全な円型になっていることがわかる。このことはモノリシック埋め込み型レーザのTE₀₀モードが完全な円型発振をしていることを示している。これはレーザ光を導波路に結合させる場合とか、光情報処理用光源として用いる場合、ひじょうに有効であることを示している。干渉フリンジの明暗の縞が少し不明瞭なのは、数本の縦モードが励起されて完全な単色光ではないためと考えられる。

モノリシック埋め込み型レーザの発振スペクトルはへき開面を用いた埋め込みストライプ型レーザのそれに比較すると、発振モード数が異なり、一般に前者の方がモード数は多かった。これはキャビティ面の反射率が低いため、特定のモードだけの利得が他のモードの利得に比べて極端に大きくなりにくいためであると考えられる。

5-6 ま と め

第5章で得られた重要な結果をここでまとめる。

- (1) エッチングによってキャビティ面を形成した埋め込みストライプ型レーザを提案し、試作した。その構造は第4章に述べたものと同様で単一横モード発振がきわめて容易に得られるという特徴をもつ。
- (2) キャビティ面形成用の化学エッチング液としてNaOH, H₂O₂, NH₄OHの

混合液を開発した。この液は(100),(110)及び(120)指数面を鏡面状に仕上げ、これらの面をレーザキャビティとして十分利用できるというすぐれたエッチング特性をもつ。このエッチング液では、ストライプ領域が埋め込み層 $\text{GaAs}_{0.99}\text{P}_{0.01}$ より早くエッチングされるという欠点があるが、それによるレーザ特性への悪影響は今のところ観測されていない。

- (3) モノリシック埋め込み型を用いて32mAの低しきい値で室温連続発振が得られた。また室温連続発振は(100),(110),(120)のすべてのエッチングキャビティ面で得られた。これはエッチングで形成したキャビティ面を用いた最初の室温連続発振レーザである。
- (4) 上記のレーザの発振微分効率は最高で16%で、劈開キャビティレーザの $\frac{1}{4} \sim \frac{1}{6}$ という値しか示さない。これは本研究で開発したエッチング液で形成したキャビティ面はへき開キャビティに比べまだ反射率が低いためである。今後さらなるエッチング技術の改良によって発振効率は上昇する可能性がある。
- (5) 発振横モードに関しては、低次の単一モード発振がストライプ幅をせまくすることにより再現性良く得られた。とくにストライプ幅を2 μm 以下にすることにより TE_{00} モードで発振するレーザが再現性良く作製できた。またその干渉フリンジを調べた結果、 TE_{00} モードは完全な円形で発振していることが確認された。このことはモノリシック埋め込みレーザがモノリシック光ICの光源としてきわめて有効であることを示している。

文 献

- 1) S. E. Miller, Bell Syst. Tech. J., 48, 2059 (1962)
- 2) M. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda, and A. Yariv, Appl. Phys. Lett., 27, 403 (1975)
- 3) S. Wang, IEEE J. Quantum Electron., QE-10, 413 (1974)
- 4) Y. Suematsu, M. Yamada, and K. Hayashi, IEEE J. Quantum Electron., QE-11, 457 (1975)
- 5) A. S. Dobkin et al., Sov. Phys. - Semicond., 4, 515, (1970)
- 6) Y. Tarui et al., in 1975 Proc. Conf. Solid State Devices, (Japan Soc. Appl. Phys., Tokyo, Japan, 1976) p.293
- 7) C. E. Hurwitz, J. A. Rossi, J. J. Hsieh, and C. M. Wolfe, Appl. Phys. Lett., 27, 241 (1975)
- 8) J. L. Merz and R. A. Logan, in Tech. Digest 1976 Topical Meet. Integrated Optics (Salt Lake City, UT, 1976) p. 623
- 9) K. Itoh, K. Asahi, M. Inoue, and I. Teramoto, IEEE J. Quantum Electron., QE-13, 623 (1977)
- 10) 佐藤安夫, 応用物理, 40, 391 (1971)
- 11) 佐藤・島田, 応用物理, 40, 437 (1971)
- 12) 梅鉢昭太郎, 応物結晶工学分科会予稿集, p.29, (1975)
- 13) Y. Suematsu, M. Yamada, T. Kambayashi, and K. Kishino, in Tech. Digest 1976 Topical Meet. Integrated Optics (Salt Lake City, UT, 1976) MB 3-1
- 14) S. Iida and K. Itoh, J. Electrochem., 118, 768 (1971)
- 15) F. A. Jenkins and H. E. White, Fundamental of Optics, 3rd ed. (McGraw-Hill, New York, 1957) p.359

第6章 導波路付きモノリシック埋め込み ストライプ型レーザ

6-1 序

前章で述べたように光ICの概念が導入されて以来、その研究は最近とくに盛んに行われており1977年には東京で光ICに関する国際会議(International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication)が開催され、多数の発表論文¹⁾があった。しかしこの発表論文の多くは、素子単体に関するものであり、集積化されたものに関する発表はきわめて少なかった。筆者らはこの会議で、以下に述べる「導波路付きモノリシック埋め込みストライプ型レーザ」に関する発表を行い、¹⁾ かなりの反響を得た。

「導波路付きモノリシック埋め込みストライプ型レーザ」は前章で述べた「モノリシック埋め込みストライプ型レーザ」が実際の光IC用光源として利用できることを示すための一応用例である。すなわち従来からも多くの導波路付き半導体レーザに関する論文^{3)~6)}があるが、それらのほとんどすべてが、全面電極型レーザに導波路を付けたものであり、実用上からの要求である「導波路付きストライプ型レーザ」を作製するには、またもう一つの新たな工程を付け加えねばならなかった。筆者の作製した埋め込みストライプ型レーザを用いると6-2及び6-3で述べるように一度の工程で導波路及びストライプ型レーザを形成することができるという極だった特色をもっており、かつ発振光を3次元的に閉じ込めて導波路中を伝搬させることも可能である。さらに導波路に変調電圧を印加すると高効率で発振光の強度を変調することもできるという特徴があり、光IC用光源として埋め込みストライプ型レーザがいかに有用であるかが証明される。

本章では先ず導波路付き埋め込みストライプ型レーザの構造およびその製法について述べ、次にその光出力特性並びに変調特性について詳述する。

6-2 導波路付き埋め込みストライプ型レーザ

図 6.1 に本実験で作製した導波路付き埋め込みストライプ型レーザの概略図を示す。

(a)図はその平面図、(b)図は断面図、(c)図は(a)図のA'-A''での断面図を示す。このレーザの構造はこれらの図よりわかるように、第5章で述べたエッチングキャビティを有する埋め込みストライプ型レーザの2つのキャビティ面の前面に $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ からなる光導波路を形成したものである。

この $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ 光導波路はストライプレーザの活性領域の前面にのみ形成されており、その周囲は $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ よりも

約 0.25% 屈折率の低い

$\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ で囲まれている。従って活性領域である $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ ($0 \leq y \leq 0.03$) から発振する光は $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の三次元導波路に閉じ込められて伝搬する。もし図 6.1 (d) のように、活性領域と同一平面内は

すべて $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ であり、その上下を $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ ではさ

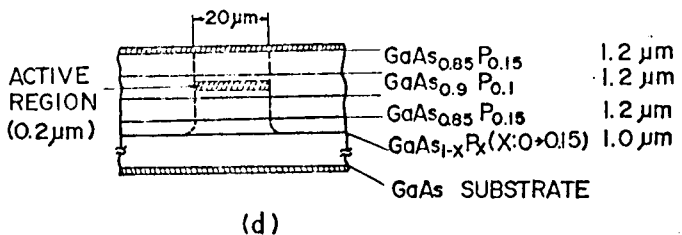
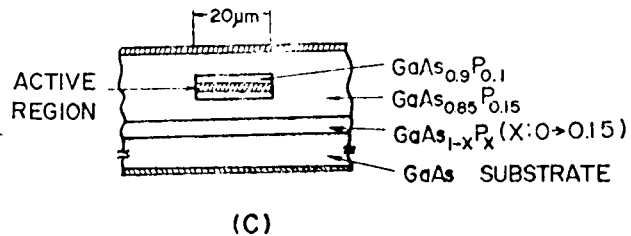
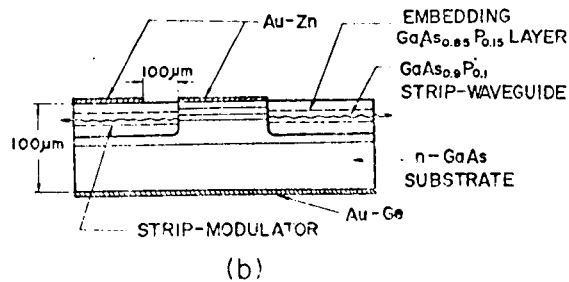
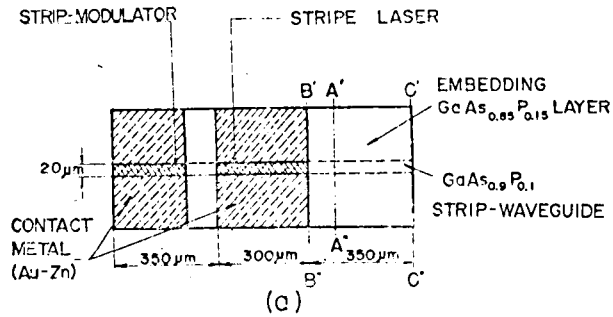


図 6.1 導波路付き埋め込みストライプ型レーザの概略図。

(a)平面図 (b)断面図 (c)図(a)のA'-A''での断面図 (d)二次元導波路の断面図

まれている場合は、 $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ 導波路は二次元導波路となり、発振光は $p-n$ 接合面に垂直方向には閉じ込められるが、水平方向には屈折率差がないため広がることが予想される。この光の広がり方の差については 6-4 で述べる。本実験では発振光が導波路を通過した後ではかなり弱くなるので、発振光の変調特性を容易に観測できるようにするため、ストライプ幅を第 5 章に述べたものに比べて少し広くし、約 $20\ \mu\text{m}$ の幅とした。また活性領域の厚さは $0.15\ \mu\text{m}$ であるが、その前面にのみ $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ 層を成長させることはきわめて困難であるので、 $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ 導波路の厚さは活性領域の厚さに比べかなり厚く $1.2\ \mu\text{m}$ 程度にした。さらに図 6.1 (c)および(d)に示すように、導波路を形成するに際し $n\text{-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ の上には先ず x の値が 0 から 0.15 まで直線的に増加する $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ の層を $1\ \mu\text{m}$ の厚さ成長してからクラッド層となる $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ 層を成長し、 x の急激な変化による格子定数のミスマッチを防ぐようにした。但し、導波路となる $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ と両側のクラッド層となる $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ との境界での x の変化は急峻になるようにした。これは $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ と $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ との格子定数の差があまり大きくないためである。

6-3 試料の作製

本実験に用いた試料の製法を図 6.2 に従って述べる。

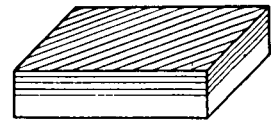
先ず従来の液相エピタキシャル法を用いて、 $n\text{-GaAs}$ の基板の上に $n\text{-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 、 $n\text{-Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ ($0 \leq y \leq 0.03$)、 $p\text{-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ 、 $p\text{-GaAs}$ を順次成長する。各層の厚さは $5\ \mu\text{m}$ 、 $0.15\ \mu\text{m}$ 、 $0.5\ \mu\text{m}$ 及び $1\ \mu\text{m}$ である (図(a))。

次に SiO_2 膜のマスクで第 5 章で述べた $\text{NaOH-H}_2\text{O}_2\text{-NH}_4\text{OH}$ 系のエッチング液を用いて、 $\langle 100 \rangle$ あるいは $\langle 110 \rangle$ 方向を向いた、幅 $20\ \mu\text{m}$ 、長さ $300\ \mu\text{m}$ のストライプ部以外のエピタキシャル成長層をエッチング除去し、そのエッチングの先端が第 1 層目の $n\text{-Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ の内部にまで達するようにする。通常エッチングの深さは $4 \sim 6\ \mu\text{m}$ の範囲内におさまるようにしたが、ここで重要なことはエッチングの深さを正確に知ることである。すなわち、後で $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の導波路を形成する際、その導波路が丁度活性領域の前面に来るよ

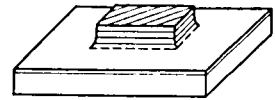
うにするには、エッチングの深さを正確に知った上で $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ を成長させなければならないからである。従ってエッチングの深さは S. E. M. で正確に求めた (図(b))。

次にメサストライプ部以外のエッチング除去された領域に $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 層を成長する。 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 層は第4章で述べたように熱分解法で 650°C で成長した。第4章で述べたように $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($0 \leq x \leq 0.01$) の比抵抗は $P_{\text{AsH}_3} / P_{\text{TMG}} \approx 11.4$ で $5 \times 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ の高抵抗率を示したが $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ や $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ のように P の組成比が大きくなると、 $P_{\text{AsH}_3} / P_{\text{TMG}}$ の比を変えるだけでは成長層を高抵抗にすることは不可能であった。従って成長層の比抵抗を大きくするために、今回の成長では埋め込み層に Fe をドーピングすることにした。Fe のドーピング材料としては室温で蒸気圧の高いフェロセン $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$ を用いた。 $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$ は室温で茶色の固体であり、融点は 173°C 、沸点は 249°C で、その蒸気圧は -10°C で 0.0168 Torr 、 20°C で 0.15 Torr である。

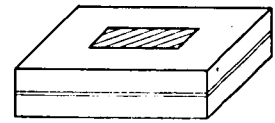
Fe を $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ 中に高濃度にドーピングするとその結晶性がひどく悪くなるので、今回の実験では Fe のドーピング量が 10^{10} cm^{-3} 程度になるように、 -10°C に冷却したフェロセン中に H_2 ガスを 40 ml/min 通過させてそのガスを反応室中に送り込むように成長装置を改良した。この方法で成長した Fe ドープ $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ ($0.1 \leq x \leq 0.15$) の比抵抗は $P_{\text{AsH}_3} / P_{\text{TMG}} \approx 11.4$ のとき $10^3 \sim 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ あり、典型的な値は $4 \times 10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ であった。成長法としてはメサストライプ部以外に埋め込まれる



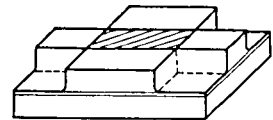
(a)



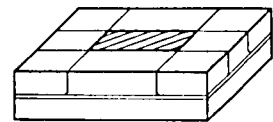
(b)



(c)



(d)



(e)

図 6.2 導波路付き埋め込みストライプ型レーザの製法

FeドープGaAs_{1-x}P_xのプロファイルが、図6.1(d)に示した構造になるように先ず成長する。すなわち活性領域の前面に、GaAs_{0.85}P_{0.15}ではさまれたGaAs_{0.9}P_{0.1}の二次元導波路ができるように、しかも成長層表面がストライプ部の高さとも一致するように成長を行なう(図(c))。

三次元導波路を形成するためには更に次の工程を必要とする。すなわちストライプレーザの側面及び前面に隣接した4つの領域以外の埋め込み層GaAs_{1-x}P_xを再びNaOH-H₂O₂-NH₄OHのエッチング液でエッチング除去してその先端がn-Ga_{0.7}Al_{0.3}Asにまで達するようにする(図(d))。次いで、そのエッチング除去された領域にFeドープGaAs_{0.85}P_{0.15}を再度選択的に埋め込んでその高さが全体の高さとも一致するようにする(図(e))。これにより3次元導波路付きのストライプ型レーザウェファが完成する。その後、全体の厚さが100μmになるまでn-GaAsを研磨し、n-GaAs側にはAu-Ge合金を蒸着し、p-GaAs側には図6.1(a)に示した領域にAu-Zn合金を蒸着することにより負及び正電極をとって導波路付き埋め込みストライプ型レーザが完成する。

6-4 特性測定方法

レーザ発振あるいは自然放出光のパルス測定には、パルス幅100ns、繰り返し周波数100Hzのパルスを用いて測定した。発振近視野像は導波路出力端の像をSiビジコンで観察し、それをテレビ画面に映し出して観察した。

導波路となるFeドープGaAs_{0.9}P_{0.1}の吸収係数測定は次のようにして行った。先ず試料としては(100)面の鏡面研磨したGaPの基板の上に、導波路を形成するのと同条件でFeドープGaAs_{0.9}P_{0.1}を熱分解法で数μmの厚さ形成する。次に上記の基板と同一厚さのGaPを参照試料として図6.3に示す実験装置で透過光測定を行った。波長λの入射光に対する試料の透過光をT₁(λ)、参照試料の透過光をT₂(λ)とすると、GaAs_{0.9}P_{0.1}の成長厚さをdとして吸収係数α(λ)は次式で与えられる。⁷⁾

$$\alpha(\lambda) = -\frac{1}{d}(\ln T_2(\lambda) - \ln T_1(\lambda)) \quad (6.1)$$

導波された光の、導波路へ印加された電圧による変調特性は図6.4に示す実

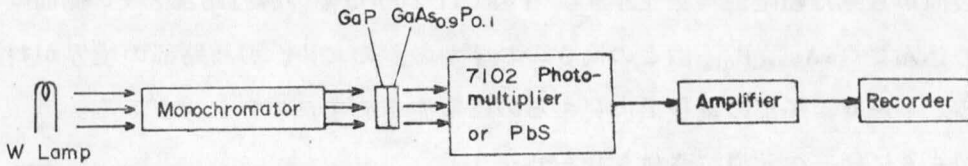


図 6.3 Feドープ GaAs_{0.9}P_{0.1} の吸収係数測定回路のブロック図

験装置を用いて行った。すなわち素子からの発光は実験を容易にするために、連続動作した自然放光を用い、発光素子より 100 μm の距離の位置に変調用電極を設け、この電極に正または負のパルス電圧 V を印加し、その電圧により変調された光出力 M を PIN フォトダ

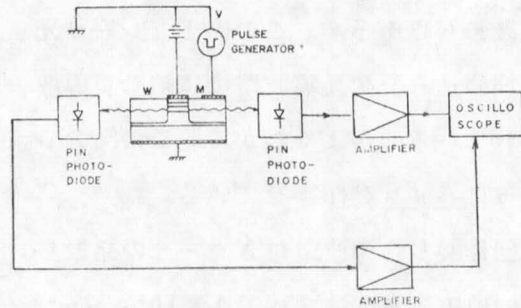


図 6.4 変調特性測定回路のブロック図

イオードで受けてオシロスコープ上に描かした。また変調電圧を印加してない片側の導波路からの光出力 W も参照光として取り出した。印加電圧に対する変調深さは、変調電圧を印加してない時の光出力を I_0 、変調電圧 V を印加した時の光出力の減少分を $\Delta I(V)$ として $\Delta I(V)/I_0$ より求めた。⁸⁾

6-5 特性測定結果および考察

6-5-1 導波路からの出力特性

図 6.5 (a)には二次元導波路付きレーザ、(b)には三次元導波路付きレーザの成

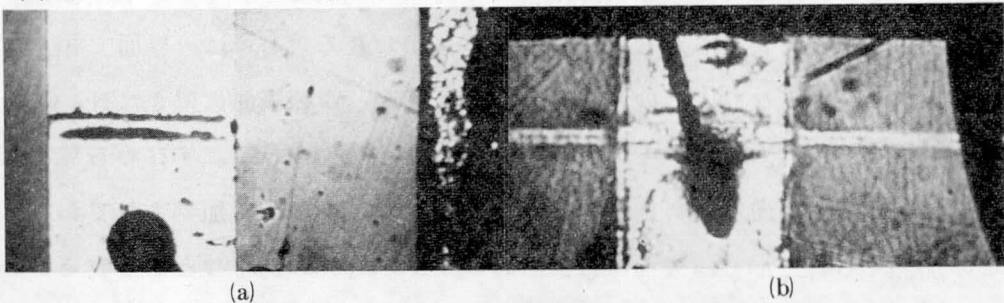


図 6.5 導波路付きレーザの表面写真 (a)二次元導波路付きレーザ (b)三次元導波路付きレーザ

長表面から見た顕微鏡写真を示す。(b)図では $20\ \mu\text{m}$ 幅の導波路部とその側面に埋め込んだ $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ 層との高さのわずかの差のため、導波路部の境界がわかる。レーザ素子部の電極上に見えるのは電流を流すための金線である。

図 6.6 には三次元導波路付きレーザを動作させた場合の成長表面から見た赤外顕微鏡写真を示す。この図よりレーザ光は埋め込み三次元導波路中に結合し導波されているのがよくわかる。この図のレーザはパルス動作させている。

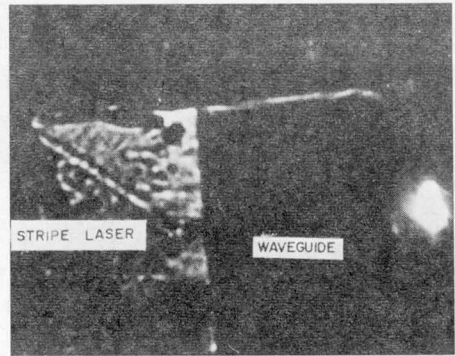


図 6.6 三次元導波路付きレーザを動作した時の赤外顕微鏡写真

今回作製した導波路付きレーザの発振しきい値電流密度はすべて $1 \times 10^4\ \text{A}/\text{cm}^2$ 以上あって連続発振させることは不可能であった。第 5 章で述べたレーザが連続

発振したのに対し、今回のレーザが連続発振しなかった原因を次に考えてみる。先ずこのレーザのキャビティ面は活性領域と導波路の $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ との界面 (図 6.1 (a) の $B'-B''$ 面) で形成されていると考えるのが妥当である。これは $\langle 100 \rangle$ 方向にストライプが向いている場合、ストライプで形成した導波路の出力端面 (図 6.1 (a) の $C'-C''$ 面) はひじょうに凹凸の激しいものとなるが、それにもかかわらず導波路の出力端面から出て来た光は、レーザ発振をしていることから推測できる。しかし活性領域の $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ と導波路の $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ との屈折率差はひじょうに小さくその屈折率差による界面での反射率だけでレーザ発振がおこっているとは考えられない。レーザ発振がおこるためには、界面で相当な屈折率差が必要となり、この屈折率差は $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ の表面にできた Native Oxide 膜と $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ との間に生じていると考えられる。すなわち気相成長でキャビティ前面を埋め込む前にキャビティ面は 650°C で加熱されており、この加熱で $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 表面には、 Ga_2O_3 , Al_2O_3 , As_2O_3 などから成る Native Oxide 膜が形成され、この Oxide 膜の屈折率は約 1 程度であるため、 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ の屈折率 ($n \approx 3.3$) との間に大きな屈折率差が生じ、したがって

キャビティがここで形成されると考えられる。しかしこのように表面にNative Oxideができるとキャビティ面の平坦性は悪くなり、また気相成長前に加熱されることによりGa_{1-y}Al_yAsの表面からAs原子などが蒸発してキャビティ面は相当荒れることが予想される。このためしきい値が第5章で述べたモノリシック埋め込み型レーザの4倍程度に上昇し、その結果連続発振しなかったものと思われる。

図6.7に、350 μmの長さの導波路から出た光出力の近視野像を示す。(a)図は三次元導波路からの光出力を、(b)図は二次元導波路からの光出力を示す。(a)図で上側の写真は自然発光領域での、下側の写真はレーザ発振での近視野像を各々示してある。

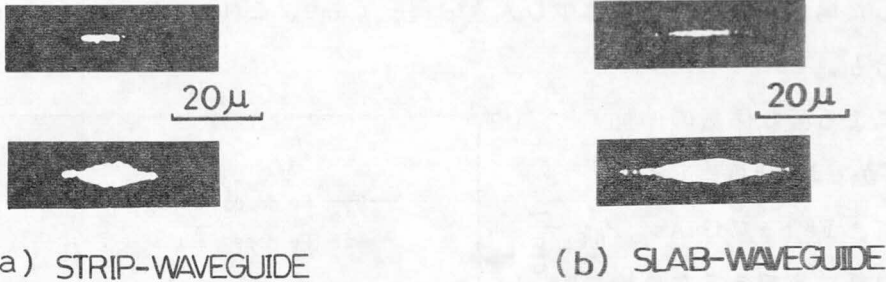


図 6.7 (a)三次元導波路の出口での光の近視野像
 (b)二次元導波路の出口での光の近視野像
 各々の図で上側の写真は自然放出光の、下側の写真はレーザ発振光の近視野像を示す。

これらの図より三次元導波路出力は導波路中に有効に閉じ込められているが、二次元導波路出力はストライプ幅の約2倍に広がっているのがわかる。すなわち、導波路長が350 μm、導波路出力端での拡がりの大きさが約10 μmであるので二次元導波路中では光は $\tan^{-1} \frac{10}{350} \approx 2^\circ$ 近く広がって伝搬していることになる。この広がりには光の回折によるものと思われる。

この図より、導波路であるGaAs_{0.9}P_{0.1}とその周囲のGaAs_{0.85}P_{0.15}のわずかの屈折率差 ($\Delta n \approx 0.25\%$)でも発振光を閉じ込めて伝搬するのにひじょうに有効であることがわかる。

6-5-2 導波路の吸収係数特性

導波路の吸収係数の波長依存性を直接求めることは相当困難であるので、図 6.3 に示した方法で Fe ドープ $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の吸収係数を求めた。その結果を図 6.8 に示す。同図には参考のため Fe ドープ GaAs の吸収係数も示す。この図より Fe ドープ $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の吸収係数は 1.4 eV より短波長側でまた Fe ドープ GaAs のそれは 1.35 eV より短波長側で急速に増加しているのがわかる。また GaAs の自然放出光の発光波長である 9000 Å (1.38 eV) に対する Fe ドープ $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の吸収係数は 18 cm^{-1} であり、Fe ドープ GaAs の吸収係数 (45 cm^{-1}) より大幅に低減しており、 $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の導波路としての優秀性を示している。Fe ドープ GaAs のエピタキシャル膜の吸収係数をバルクの GaAs の吸収係数⁹⁾と比較した場合、同等あるいは少し大きい程度であり、これより Fe ドープ $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の場合も、Fe をドープした

ことによる吸収係数の増加はわずかであると推察できる。従って、Fe ドープ $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ は、高抵抗率であるため絶縁分離に適しており、さらにバルクとあまり差のない吸収係数をもった有効な導波路材料と考えられる。

6-5-3 変調特性

導波路からの光出力は、印加された正または負のどちらの電圧に対しても強度変調を受けた。図 6.9 には $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ 導波路に、基板 $n\text{-GaAs}$ に対し負の電圧

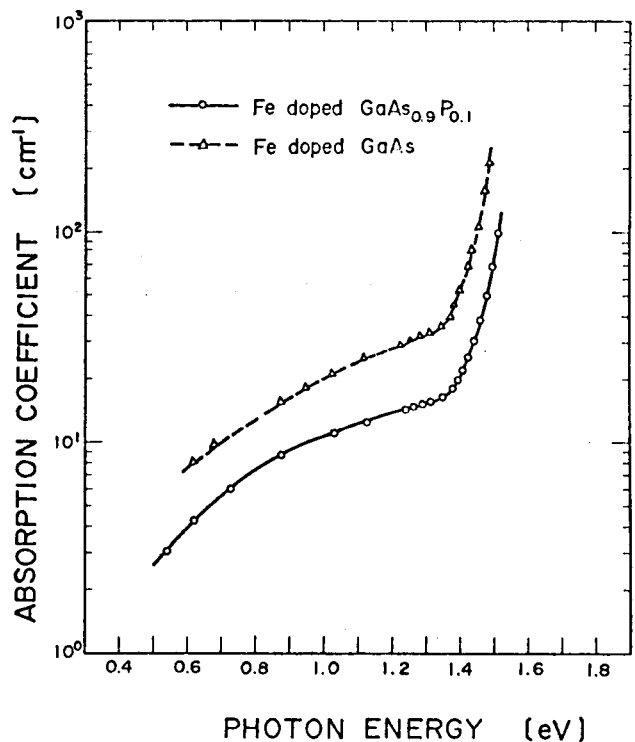


図 6.8 Fe ドープ $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ および Fe ドープ GaAs の吸収係数の光エネルギー依存性

APPLIED PULSED VOLTAGE
-5V
UNMODULATED LIGHT
MODULATED LIGHT

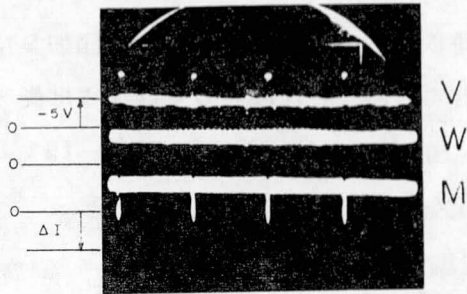


図 6.9 導波路へパルス変調電圧を印加したときの出力光の変調特性。図で“V”は印加電圧、“M”は変調電圧を印加した導波路からの光出力、“W”は電圧を印加していない導波路からの光出力、 ΔI は光強度の変化分である。

を印加した時の実験結果の一例を示す。図においてVは印加電圧の波形でありそのパルス幅は $20 \mu\text{s}$ 、繰り返しは 3.6 KHz 、パルスピーク電圧は 5 V である。Wは変調電圧を印加していない導波路からの光出力、Mは電圧を印加した導波路からの光出力を示している。この図より変調電圧を印加した光出力は印加電圧に応答して弱くなっており、強度変調されているのがわかる。一方、電圧を印加していない導波路からの出力は変調を受けておらず、この変調が発振光の直接変調でないことを示している。すなわち発光部と導波路電極部との電気的絶縁が良好なため、変調電圧の発光素子部への影響は無視してよいと考えられる。

導波路を通過する光強度は図 6.10 に示すように変調電圧にはほぼ比例して減少する。本実験で得られた最大の変調深さは図 6.10 に示すように -22 V の印加電圧で 20% であった。一般に印加電圧の最大値はリーク電流の大きさにより制限された、図 6.10 の素子も -22 V 以上ではリーク電流が急激に増加して変調深さを正確に測定できなかった。また $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ 導波路に正電圧を印加した場合も、光出力は減少する方向に変調を

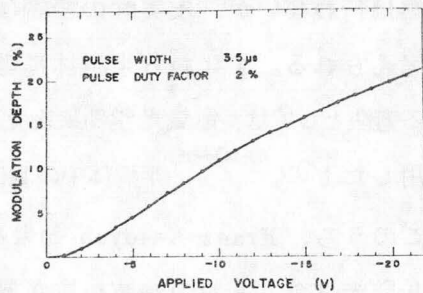


図 6.10 印加電圧と変調深さとの関係

受け、その変調深さは絶対値が同じ大きさの負電圧を印加した場合とほとんど同じであった。但し正電圧を印加した場合は5~6V程度でリーク電流が流れ出すため、それ以上の変調深さは調べることができなかった。

図6.11には、印加電圧が-15Vのときの変調深さの発光波長依存性を示す。同図には参考のため、

変調電圧を印加していない時の導波路からの光出力のスペクトルを破線で示してある。どちらの場合も最高値で規格化して描いてある。この図より変調深さの最大値は発光スペクトルのピーク値より短波長側にあり、また変調深さの最大値より高エネルギー側では変調深さは急峻に減衰しているのがわかる。

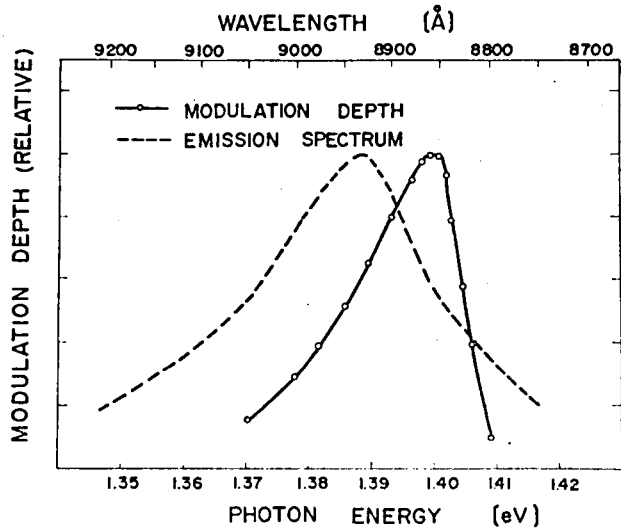


図6.11 変調深さのスペクトル依存性。印加電圧は-15Vである。

図には変調電圧を印加していない時の導波路からの光出力スペクトルも参考のために示してある。

変調方式のメカニズムを解明することは本論文の目的から外れるので詳細な考察は行わないが、本実験の変調はFranz-Keldysh効果によるものではないかと考えられる。すなわち半導体に電界を印加することにより透過光を強度変調する方法としては、電気光学効果を応用したもの、^{10)~13)} Franz-Keldysh効果を応用したもの、^{8)・14)~16)} 半導体中の自由キャリア吸収を応用したもの¹⁷⁾ などがあるが、このうち、Franz-Keldysh効果を応用したものでは、電界を印加することにより発光スペクトルの短波長側が吸収を受け、またこの吸収の大きさは電界の印加方向には依存しない。これは図6.11に示した実験結果と定性的によく一致している。ただFranz-Keldysh効果が顕著に現われるには少なくとも 10^5 V/cm

程度の電界が必要であり、本実験では高抵抗層である約 $5 \mu\text{m}$ の厚さにわたり均一に電界がかかっているとすると、図 6.11 の実験結果である -15V の印加電圧では約 $3 \times 10^4 \text{V/cm}$ の電界しかかかっていないことになり、電界の大きさとしては少し低すぎる。従って他の効果による変調も完全に否定はできない。しかしいずれにしても、 -22V で 20% の変調がかかることは事実であり、この導波路付き埋め込みレーザは光 IC 用レーザとして優れていることを示していると考えられる。

6-6 ま と め

第 6 章で得られた重要な結果をここでまとめる。

- (1) 第 5 章で述べたモノリシック埋め込みストライプ型レーザの応用として、そのキャビティ面前面に $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の三次元導波路を形成した導波路付き埋め込みストライプ型レーザを作製した。導波路部分は Fe ドープの高抵抗 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ を熱分解法で形成した。
- (2) 導波路となる $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の四方を屈折率の低い $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ で囲んだ三次元導波路と、上下だけ $\text{GaAs}_{0.85}\text{P}_{0.15}$ ではさんだ二次元導波路とを通過して行くレーザ光の広がり进行比较してみたところ、二次元導波路では光の回折角で広がりながら伝搬していくが、三次元導波路では、光は広がらず導波路中に閉じ込められて伝搬していくのが確認された。
- (3) 導波路となっている Fe ドープ $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の光の吸収係数は 9000Å の光に対しわずか 18cm^{-1} であり、Fe ドープ $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ が導波路として良好な材料であることが証明された。
- (4) ストライプ型レーザ素子からの光は導波路に印加された電圧にはほぼ比例して強度変調され、その変調深さは -22V で 20% にも達した。また変調深さは印加される電圧の方向にはほとんど依存せず、どちらの場合も電圧の増加と共に、光強度は減少した。

文 献

- 1) Technical Digest of 1977 International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. (Institute of Electronics and Communication Engineers of Japan)
- 2) F. K. Reinhart and R. A. Logan. Appl. Phys. Lett., 25, 622 (1974)
- 3) F. K. Reinhart and R. A. Logan. Appl. Phys. Lett., 26, 516 (1975)
- 4) C. E. Hurwitz, J. A. Rossi, J. J. Hsieh and C. M. Wolfe. Appl. Phys. Lett., 27, 241 (1975)
- 5) M. Nakamura and A. Yariv. Technical Digest of 1976 Topical Meeting on Integrated Optics (Salt Lake City, U. S. A., 1976) MA1-1
- 6) Y. Suematsu, M. Yamada and K. Hayashi, IEEE J. Quantum Electron., QE-11, 457 (1975)
- 7) A. Frova and P. Handler, Appl. Phys. Lett., 5, 11 (1964)
- 8) 右高正俊. 応用物理, 34, 889 (1965)
- 9) D. E. Hill, Phys. Rev., 133, A866 (1964)
- 10) 末田 正. 半導体・誘電体と新しい光学技術 — 光の変調と偏光 I (応用物理学会) (1970)
- 11) J. McKenna and F. K. Reinhart, J. Appl. Phys., 47, 2069 (1976)
- 12) F. K. Reinhart, J. Appl. Phys., 39, 3426 (1968)
- 13) F. K. Reinhart and B. I. Miller, Appl. Phys. Lett., 20, 36 (1972)
- 14) A. Frova and P. Handler, Phys. Rev., 137, A1857 (1965)

- 15) D. B. Kushev, V. I. Sokolov and V. K. Subashiev, *Sov. Phys. - Solid State*, 13, 2488 (1972)
- 16) Yu. N. Berozashvili, A. V. Dundua, and D. Sh. Lordkipanidze, *Sov. Phys. - Solid State*, 13, 2699 (1972)
- 17) D. W. Peters, *Appl. Optics*, 6, 1033 (1967)
- 18) 白藤純嗣, 半導体・誘電体と新しい光学技術 — 光の変調と偏光Ⅱ (応用物理学会) (1970)

第7章 結 論

半導体レーザの研究は1970年の室温連続発振の成功以来、急速に活気を帯び出し、その研究成果はとくに日本と米国において著しい。半導体レーザを光通信などの光源として用いる場合の最大の問題点はその寿命である。本研究では寿命に関しては言及しなかったが、寿命に関しては世界の各研究者の間で精力的に研究がなされており、その結果長寿命化へ向けての技術的課題も次第に解決の方向にあり最近では $10^3 \sim 10^4$ 時間の寿命をもつレーザはごく普通にできるようになってきた。さらに高温加速試験の結果、 10^6 時間の寿命の予測までできるようになっている。また一部ではすでにレーザ素子が市販化されるようになり、半導体レーザの実用化も目の前まできている。

本論文は、可視光ならびに赤外光発振用半導体レーザに適した二種類のストライプ型を新たに開発し、それらのストライプ型を用いたレーザの種々の特性に関する研究成果をまとめたものである。本研究の結果、得られた結果はそれぞれ各章のまとめの項で説明してあるが、以下に本研究で得られた主な成果を要約して述べる。

(1) 活性領域中の不純物濃度が $(2 \sim 3) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の低濃度のダブルヘテロ構造 $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ 可視光発振半導体レーザを作製した。活性領域の厚さを規格化して考えた場合、同一温度では発振しきい値電流密度は短波長発振レーザほど大きくなった。またしきい値の温度に対する変化の割合も、短波長発振レーザほど大きかった。77Kで得られた最短発振波長は 6190 \AA であり、この波長は $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ を用いたこれまでのレーザの最短発振波長である。

(第2章)

(2) ストライプ電極となる $p\text{-GaAs}$ の上に $n\text{-Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ を成長しその一部を $\text{Ga}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ の選択エッチング液でストライプ状に窓あけを行い $p\text{-GaAs}$ にまで達するようにした新しいストライプ型であるHetero-Isolation Stripe型(略してHIS型)レーザを開発した。このストライプ型レーザは熱抵抗が小さく、内部歪も少なく、作製法が容易であるという特徴を有し

ている。(第3章)

- (3) HIS型可視光発振レーザを作製した結果、室温で初めて 7610 \AA の波長の可視光連続発振が得られた。またパルス発振では注入型レーザの室温最短波長である 6680 \AA の発振が得られた。発振モードは縦・横とも単一モードのものが多くHIS型レーザの優秀性が示された。種々の波長のレーザの利得および内部損失を実験的に求めた結果、短波長発振になるに従ってしきい値が増加するのは利得定数の急激な減少に帰因していることがわかった。またしきい値の温度変化は簡単な仮定の上で計算した結果、 $\langle 000 \rangle$ 及び $\langle 100 \rangle$ 方向にある伝導帯の底に分配される電子の比に依存していることが半定量的に証明された。(第3章)
- (4) スポット状の単一横モード発振用として新しい埋め込みストライプ型レーザを開発した。これはメサストライプ型レーザ素子部の側面を気相成長法により高抵抗 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ で埋め込んだものである。この構造を用いることによりストライプ幅が $1\sim 2\text{ }\mu\text{m}$ でスポット状の TE_{00} モード発振が再現性良く得られた。またモードパターンはしきい値の $5\sim 6$ 倍まで電流値を変化しても変わらず、横モードがひじょうに安定であることが証明された。さらに縦モードも単一のものも多く得られ、この構造が単一縦および横モード発振レーザとして有効であることが確認された。(第4章)
- (5) キャビティ面が化学エッチング面からなるモノリシック埋め込み型レーザを試作した。埋め込み型の構造は(4)で述べたものと同じくメサ部の側面を高抵抗 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ で埋め込んだものである。キャビティ面形成用の化学エッチング液として $\text{NaOH}-\text{H}_2\text{O}_2-\text{NH}_4\text{OH}$ 系溶液を新たに開発し、この溶液が $\{100\}$ 面だけでなく $\{110\}$ 、 $\{120\}$ 面に対してもきわめて良好な鏡面仕上げ用エッチング液として使用できることを確認した。すなわち、このエッチング液を使用した場合、上記の各面をキャビティ面とするレーザにおいて室温連続発振実現という具体的成果となってあらわれた。これはエッチングで形成したキャビティ面を用いた最初の室温連続発振レーザである。このレーザの発振横モードも完全円型の単一のもので再現性良く得られた。(第5章)

- (6) モノリシック埋め込み型レーザのキャビティ前面に高抵抗 $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の導波路を付着した導波路付きモノリシック埋め込みストライプ型レーザを製作した。導波路を三次元導波路にした場合、二次元導波路の場合よりも導波光の広がり小さく導波路中での閉じ込めが完全であることが確認された。 $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ の光の吸収係数は導波光に対して 18 cm^{-1} という小さな値を示し、さらに $\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ 導波路に印加された電圧により導波光は強度変調されるなど、高抵抗 $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ がレーザの埋め込み層としてだけでなく、レーザ光の導波路用材料としても優れていることが証明された。(第6章)

謝

辞

本研究をまとめるに当たっては、京都大学工学部教授 田中哲郎 博士の御指導・御鞭撻を賜っており、ここに深く感謝致します。

また、この研究を遂行するに当たっては、松下電子工業株式会社の多くの方々に直接および間接に種々御指導を賜わり、また御教示や御協力をいただいた。全体を通じて松下電子工業研究所長 水野博之 博士につねに暖かい御激励を受けた。また半導体研究部長 寺本 巖 博士・R & Dセンター基礎開発部室長 井上森雄 博士・半導体研究部研究室長 竹島真澄 博士・数村 勝 社員には終始多大の御指導・有益な御討論・御助言を賜った。さらに、この論文のまとめの段階では京都大学工学部助手 藤田茂夫 博士の御鞭撻を賜った。また本研究所の石川清次 技師には後半の研究に対し有益な討議や実験の面での御協力をいただき、松田俊夫 社員にはフォトエッチング工程の、旭 国彦 社員には結晶成長工程の、鶴 静夫 社員にはボンディング工程の御援助を得た。また材料解析課の市川主任技師・原田技師・河本社員にはX線解析・SEM写真撮影に関し多大の御協力を得た。ここに上記の方々に深く謝意を表します。

本研究は以上のように多くの方々の御指導・御援助・御協力によって完成できたものであり、ここに深く感謝いたします。

本研究に関する発表

1. "Visible Light-Emitting Semiconductor Lasers of Double Heterostructure", Kunio Itoh, 1973 International Conference on Solid State Devices 2-2 (1973)
2. "Visible Light-Emitting Semiconductor Lasers of Double Heterostructure", Kunio Itoh, Supplement to J. Japan Soc. of Appl. Phys., 43 (1974) p. 49
3. "6190 Å emission at 77K of Ga_{1-x}Al_xAs double heterostructure lasers". Kunio Itoh, Appl. Phys. Letters, 24 (1974) p. 127
4. "Visible Light-Emitting Lasers of New Hetero-Isolation Stripe Geometry". K. Itoh, M. Inoue, and I. Teramoto, IEEE 4th International Semiconductor Laser Conference (1974)
5. "New Heteroisolation Stripe-Geometry Visible-Light-Emitting Lasers", K. Itoh, M. Inoue, and I. Teramoto, IEEE J. Quantum Electron., QE-11(1975) p. 421
6. "Hetero Isolation Stripe型可視光発振レーザー", 伊藤・井上, 第35回応物学会予稿集 8p-C8 (1974)
7. "可視光発振半導体レーザー", 伊藤・井上, 電気学会光源・関連装置研究会資料, LS-74-12 (1974)
8. "Embedded-stripe (GaAl)As DH lasers with polycrystalline Ga(AsP) layers", K. Itoh, K. Asahi, M. Inoue, and I. Teramoto, IEEE 5th International Semiconductor Laser Conference, L-II-6 (1976)
9. "Embedded-stripe GaAs-GaAlAs Double-Heterostructure Lasers with Polycrystalline GaAsP Layers-I: Lasers with Cleaved Mirrors", K. Itoh, K. Asahi, M. Inoue and I. Teramoto,

- IEEE J. Quantum Electron., QE-13 (1977) p. 623
10. "Embedded-stripe GaAs-GaAlAs Double-Heterostructure Lasers with Polycrystalline GaAsP Layers-II. Lasers with Etched Mirrors", K. Itoh, K. Asahi, M. Inoue, and I. Teramoto, IEEE J. Quantum Electron., QE-13 (1977) p. 628
 11. "Monolithic Integration of an Embedded Stripe Laser and a Strip-Waveguide Modulator", K. Ishikawa, K. Itoh, and I. Teramoto, 1977 International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, C12-5 (1977)
 12. "Monolithic Embedded Stripe Laser with an Embedded Strip Waveguide", K. Itoh, K. Ishikawa, and I. Teramoto, J. Appl. Phys., 49 (1978) p. 1028
 13. "Monolithic Integration of an Embedded Stripe Laser and a Strip-Waveguide Modulator", K. Ishikawa, K. Itoh, and I. Teramoto, Transaction of IECE of Japan, E61 (1978) p. 164
 14. "Optically enhanced Franz-Keldysh effect", K. Ishikawa, K. Itoh, M. Takeshima, and I. Teramoto, J. Appl. Phys., 49 (1978) p. 1045