

平成 13 年度 学位請求論文

電 子 424

Study on New Heatsink Structures for Reduction of Temperature Sensitivity in Semiconductor Lasers

半導体レーザの温度依存性を低減する新しい
ヒートシンク構造に関する研究

平成 13 年 12 月 14 日提出

指導教官 中野義昭 教授

東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻

井上大介

平成 13 年度 学位請求論文

Study on New Heatsink
Structures for Reduction of
Temperature Sensitivity in
Semiconductor Lasers

半導体レーザの温度依存性を低減する新しい
ヒートシンク構造に関する研究

平成 13 年 12 月 14 日提出

指導教官 中野義昭 教授

東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻

井上大介

目次

第1章	背景	1
第1節	半導体レーザーの社会への貢献	2
第2節	これまでの技術の問題点	2
第3節	目的	3
第4節	よく行われている研究	3
第5節	温度特性改善ヒートシンク	3
第6節	研究の動向と本研究の位置付け	3
第2章	半導体レーザーの温度特性改善ヒートシンクの理論	7
第1節	計算のアウトライン	8
第2節	バンド構造	9
第1項	バンド構造の計算の準備	9
第2項	Luttinger-Kohn のハミルトニアン	9
第3項	コンダクションバンド	10
第4項	バレンスバンド	10
第5項	温度変化の影響の取り込み	11
第6項	光学遷移確率の計算法	12
第7項	量子井戸の利得	12
第8項	TE モードと TM モードの扱い	13
第9項	屈折率の計算	14
第3節	温度特性補償ヒートシンク的设计法	14
第1項	計算結果	14
第2項	ゲインピークの温度特性を補償するには	16
第3項	発振しきいちの計算式	17
第4項	発振しきいちの温度特性補償法	17
第4節	計算結果と実験結果との比較	19
第1項	実験の目的	19
第2項	実験方法	19
第3項	実験結果	21
第5節	計算精度に対する考察	22
第1項	波長計算モデルに含まれていない問題	22
第2項	しきい値計算モデルに含まれていない問題	22
第6節	まとめ	23
第3章	サンプルの作成	26
第1節	半導体レーザーの作成手順	27
第1項	エピウェハー作製	27
第2項	リッジ作成	27
第3項	絶縁膜の作成	27
第4項	コンタクト部分作成	27
第5項	p 電極の作成	28
第6項	p 電極の補強	28
第7項	研磨	28

第 8 項	n 電極の作成.....	29
第 9 項	アニーリング.....	29
第 10 項	へき開.....	29
第 2 節	光半導体デバイスとヒートシンクとの接合法の選択.....	31
第 1 項	何が必要なのか?.....	31
第 2 項	接合法.....	31
第 3 項	はんだ付け.....	32
第 4 項	ダイレクトボンディング.....	32
第 5 項	超音波ボンディング.....	32
第 3 節	はんだ付け材料の選択.....	33
第 1 項	はんだ材料選択の基準.....	33
第 2 項	錫.....	34
第 3 項	Ag-Sn 系はんだ.....	34
第 4 項	Au-Sn はんだ.....	35
第 4 節	サブマウントと金錫合金はんだによるボンディング法.....	37
第 1 項	サブマウント材料の選択.....	37
第 2 項	はんだの下地となる金属膜.....	37
第 3 項	金錫薄膜の成膜法.....	38
第 4 項	金と錫との多層膜による金錫はんだ成膜法.....	39
第 5 項	金錫薄膜の直接蒸着.....	42
第 6 項	金錫はんだの膜厚.....	43
第 7 項	どちらの方法が優れているか?.....	44
第 8 項	金錫はんだを蒸着したシリコンサブマウントの製作法のまとめ	44
第 5 節	この章のまとめ.....	44
第 4 章	半導体レーザの温度特性を改善するヒートシンクの実現.....	47
第 1 節	ヒートシンクの構造.....	48
第 1 項	負の熱膨張係数.....	48
第 2 項	材料の選択.....	48
第 3 項	サブマウントによるひずみ増幅.....	49
第 4 項	シアノアクリレート接着剤の使用法.....	49
第 5 項	ヒートシンクの構造.....	50
第 2 節	半導体レーザの温度特性を補償するヒートシンクの作成.....	51
第 3 節	半導体レーザの温度特性を補償するヒートシンクの性能測定..	51
第 1 項	実験の目的.....	51
第 2 項	実験方法.....	51
第 3 項	実験結果.....	51
第 4 節	考察.....	57
第 5 節	この章のまとめ.....	57
第 5 章	研究結果を改善するための提案.....	59
第 1 節	実装法についての提案.....	60
第 1 項	接着剤をつけるデザイン.....	60
第 2 項	接着剤の排除.....	61
第 2 節	新しい温度特性補償ヒートシンクの提案.....	61
第 3 節	半導体レーザの温度特性の改善法.....	64

第6章	本研究のまとめ	65
-----	---------------	----

第1章 背景

第1節 半導体レーザーの社会への貢献

レーザーの発明は科学技術や産業機器、医療機器生活用品にいたるまで途方もない影響を与えた。レーザーの単色性やコヒーレンス性はこれまでにできなかった精密な計測や広帯域の通信技術を生み出し、エネルギーを集中できる特性は高精度な加工を実現した。最初のレーザー発振以来現在にいたるまでさまざまな形態のレーザー発振器が発明されておりおのこのレーザーは長所短所を持っている。たとえば、気体レーザーは波長が安定しているという長所を持っている反面装置が大きいことや量子効率が悪いなどの欠点がある。色素レーザーは波長が容易に可変できるという長所を持っている反面寿命が短いという欠点がある。半導体レーザーは温度特性が悪いという短所があるが長所のほうがはるかに多いレーザーである。

半導体レーザーは小型で体積の割に高出力でエネルギー効率がよく制御しやすいという特徴をかねそろえたレーザーであり、民生品、計測器、通信機器など幅広い分野に応用されており日常生活に不可欠なものとなっている。特に InGaAsP 系長波長半導体レーザーは石英光ファイバでの損失が少ない波長で発振し高速変調できるため、通信システムの光源として必要不可欠なものとなっている。また、最近では外部量子効率が 40% を超えるような高効率の半導体レーザーもできており、効率の高さと制御の容易さ小型高効率という特徴を活かした高出力半導体レーザーの開発も目覚ましい。YAG のロッドなどを半導体レーザーで励起することで短波長の高エネルギーなレーザーを発振できる半導体励起型固体レーザーが新しい半導体レーザーの市場として注目を浴びている。発振する波長も遠赤外から紫外まで選り取りみどりなのも半導体レーザーの魅力である。半導体レーザーが発振してから 30 年も経たないうちに子供のおもちゃに使われるようになったのは驚きであるが、これも半導体レーザーがほかのレーザーに比べて量産性に長けているという産業的に重要な特徴をもっているからである。

このように最先端の科学技術から日常生活にいたるあらゆるところで応用されている半導体レーザーはこれからも躍進を続けていくであろう。

第2節 これまでの技術の問題点

コンピュータが熱を持ちすぎると暴走するなど半導体デバイスは温度によって電気的特性が大きく変化することが欠点であるが、InGaAsP 系長波長半導体レーザーは材料の性質上半導体の中でもとりわけ温度特性が悪い。実用化している InGaAsP 系長波長半導体レーザーの製品はペルチエ素子を用いて温度を一定に保って特性変化を防いでいるが、半導体レーザーの消費電力が数 mA ないし数十 mA であるのにたいしペルチエ素子の消費電力は数百 mA ないし数 A とペルチエ素子は実に数十倍の「無駄な」電力を消費している。省エネ法施行などエネルギー問題に対して厳しくなった現状ではこの方法も改善せざるを得なくなるであろう。

この研究を考えた当時は通信用半導体レーザーの研究が、これまでの基幹系ネットワークで使用される EA 変調器集積型 DFB レーザーの高性能化から、ローカルネットワークで使用される直接変調 FP レーザーの温調器なし動作へとシフトしていった時期であった。基幹系ネットワークで使用される製品は高性能であることと信頼性が高いということが重要な要素であったためそれらにみあった高価格は許容できるものであった。低価格が要求されるローカルネットワーク用の半導体レーザーにとって温調に使われるペルチエ素子はコスト的に重荷であったためその排除が優先課題であった。

第3節 目的

本研究の目的は半導体レーザの発振しきい値や発振波長などの温度特性を改善できるヒートシンクを開発することである。

第4節 よく行われている研究

多くの研究機関や企業が半導体レーザそのものの温度特性を改善しようと試みてきている。活性層量子井戸のバンド構造によって半導体レーザは温度特性がよくもなるし悪くもなる。半導体レーザの温度特性を改善する設計技術は数多く研究されており、現在その最適設計方針はまとまりつつある。^{[1][2][3][4]}その詳細は Appendix A に述べておく。

1.3 μm 帯半導体レーザは障壁と井戸の底とのバンドオフセットが取れないため温度特性の改善に苦しむところである。特に GaInAsP 系の材料はコンダクションバンドのオフセットが小さく電子の閉じ込めがゆるくなり、温度が上昇したときに発光効率が著しく下がることになる。材料を AlGaInAs あるいは GaInNAs にすることによって特性の改善に成功を収めている例がある。

活性層により低次元な閉じ込め構造を使うことも面白い方法である。量子ドットを使うことにより温度特性改善を実現した報告もある。

第5節 温度特性改善ヒートシンク

半導体には歪みを与えると結晶の周期構造が変化しバンド構造が変化するためバンドギャップや屈折率が変化するという性質がある。したがって半導体レーザに応力を加えると発振波長やしきい値が変化することが知られている。我々は、半導体レーザに温度に応じた適切な歪みを与えれば温度による特性の変化を補償させることができると考えて、半導体レーザを載せるヒートシンクが温度によって変形することによって半導体レーザが変形し温度による特性の変化を補償させるような「温度補償ヒートシンク」を考案した。

この方法はこれまで研究されてきた量子井戸構造の最適設計と併用することができるという利点がある。歴史の長い InGaAsP 系量子井戸半導体レーザにはその温度特性の悪さという欠点を打ち消してあまるだけの技術的ノウハウがある。安定に確立された技術は生産性という観点から工業には非常に重要なものである。ほかの材料系のレーザを量産化するには莫大な投資がいるし一朝一夕ではできないものである。このように InGaAsP 系量子井戸レーザの限界性能を超えることのできるこの画期的技術は工業的価値が高いと思われる。この理論は普遍的なものであり他の材料系のレーザにも応用できるため、たとえばもともと温度特性のよい AlGaInAs 系量子井戸レーザに使ってやればさらに温度特性を上げることができるであろう。また、半導体レーザ以外の半導体デバイス一般にも広く応用できる可能性を秘めた実用的で有望な研究である。

第6節 研究の動向と本研究の位置付け

半導体の温度特性を熱応力によって補償するというアイデアは非常に独創的で、われわれの知る限り類似の研究は Daniel, Coldren らのグループによる 2 件の研究のみである。^{[5][6]} 彼らの開発したヒートシンクは 2 種類でありひとつは熱膨張係数の小さい容器の中にグリセリンを封入しグリセリンの圧力により半導体レーザ全体に一樣な圧力を加えるもの(図 1-1)と、熱膨張係数の異なる物質で作ったヒートシンクによって半導体レーザに一軸

応力を加えるもの（図 1-2）である。前者は量産性に欠けるという点で実用性に乏しく、後者は熱を逃がすというヒートシンクの本来の機能を果たしていない。また、半導体レーザーの実装が接着剤のみに頼っているという観点からも信頼性に疑問がある。

これに対しわれわれの研究の意義は、半導体レーザーと熱膨張係数の近いシリコンサブマウントと金すず合金はんだを使用したことにより、これまでの温度補償ヒートシンクに欠けていた量産性と放熱効率を付加した世界初の実用的な温度特性保証ヒートシンクを開発したことにある。

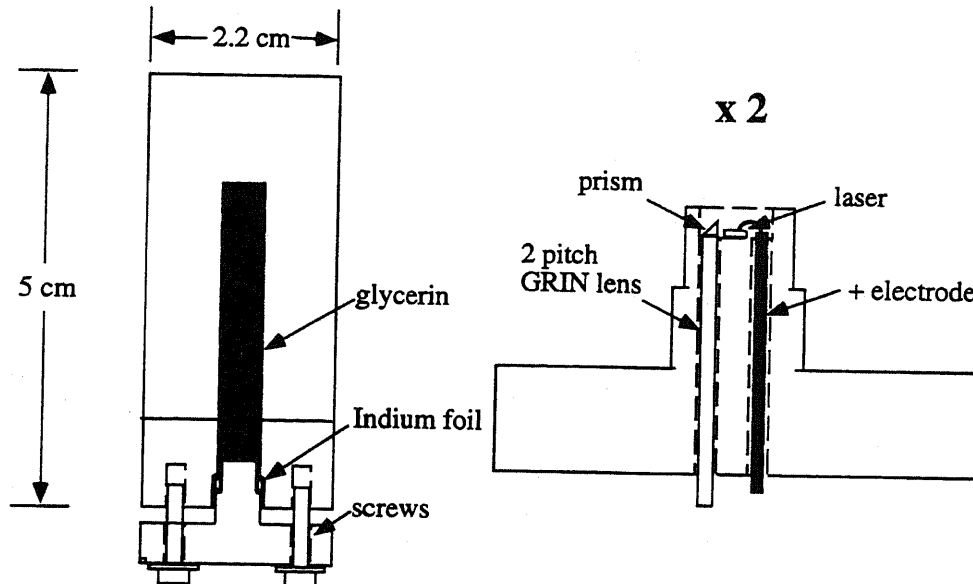
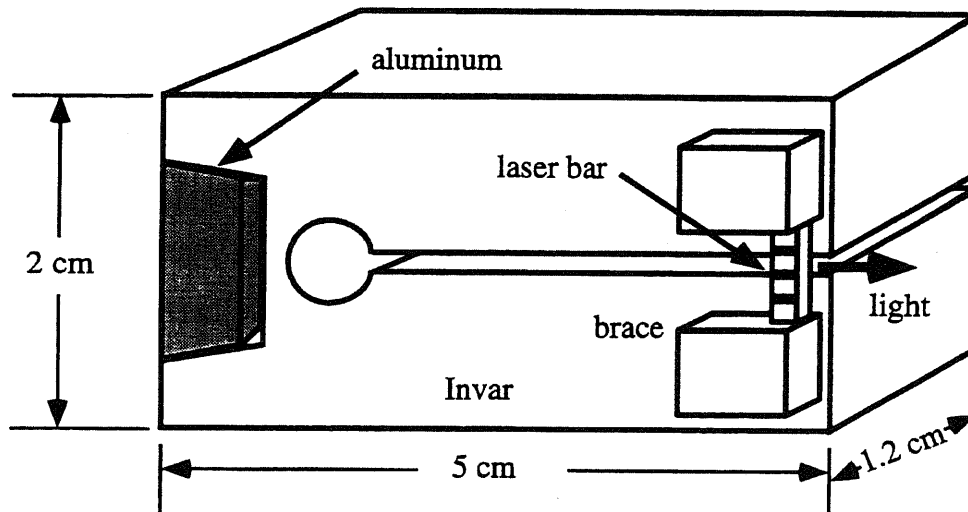


図 1-1：熱膨張係数の小さいインバー（熱膨張係数=1.1ppm/°C）の容器と熱膨張係数の高い液体グリセリン（熱膨張係数 480ppm/°C）を使った温度特性補償ヒートシンク。光出力は Graded-Index (GRIN) ロッドを使用することでとりだしている。発振波長の温度依存性を 50% 低減することに成功している。（Daniel.A.Cohen, Larry.A.Coldren, 1996）



Detail of laser mount

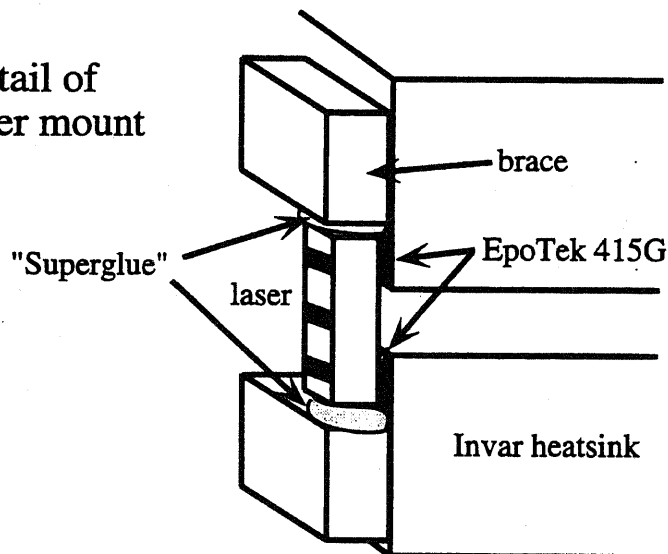


図 1-2：熱膨張係数の小さいインバー(熱膨張係数 1.1ppm/°C)と熱膨張係数の大きいアルミニウム(熱膨張係数 24ppm/°C)の熱膨張によって半導体レーザが変形するような構造になっている。半導体レーザはエポキシ接着剤によってヒートシンク上に固定されている。(Daniel.A.Cohen, Larry.A.Coldren,1996)

参考文献：

- 1) Chung-En Zah, Rajaram Bhat, Bhadrash N. Pathak, F. Favire, Wei Lin, M. C. Wang, Nicholas C. Andreadakins, D. M. Hwang, M. A. Koza, Tien-Pei Lee, Zhen Wang, David Darby, Dale Flanders, and J. James Hsieh, "High-Performance Uncooled 1.3- μm $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$ Strained-Layer Quantum-Well Lasers for Subscriber Loop Applications", J.Q.E, Vol.30, pp.511-523, 1994
- 2) Keizo Takemasa, Munechika Kubota, Tsutomu Munakata, and Hiroshi Wada, "1.3- μm AlGaInAs Buried-Hetero Lasers", P.T.L., Vol.11, pp.949-951, 1999
- 3) Shunji Seki, Kiyoyuki Yokoyama, "Critical temperature of 1.3- μm InP based

- strained-layer multiple-quantum-well lasers", A.P.L, Vol.71, pp.2683-2685, 1997
- 4) I. E. Berishev, A. Yu. Corbachev, and V. A. Mishournyi, N. D. Ilyinskaya, A. L. Stankevich, and I. S. Tarasov, "Modulation bandwidth of high power single quantum well buried heterostructure InGaAsP/InP ($\lambda=1.3\mu\text{m}$) and InGaAsP/GaAs ($\lambda=0.8\mu\text{m}$) laser diodes", A.P.L, Vol.68, pp.1186-1188,1995
 - 5) Daniel A. Cohen, Mark E. Heimbuch, and Larry A. Coldren, "Reduced temperature sensitivity of the wavelength of a diode laser in a stress-engineered hydrostatic packages", A.P.L., Vol.69, pp.455-457, 1996
 - 6) Daniel A. Cohen and Larry A. Coldren, "Passive Temperature Compensation of Uncooled GaInAsP-InP Diode Lasers Using Thermal Stress", J. of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.3, pp.649-658, 1997

第2章 半導体レーザの温度特性改善ヒートシンクの理論

ひずみの効果は半導体材料に重要な変化をもたらすものとして1980年代より議論されてきた。基板と格子定数の違う材料を成長させて作った歪量子井戸構造は半導体レーザの性能を劇的に向上させた。また、変調器に歪量子井戸を巧妙に作ることで偏波依存性のない変調器が実現されている。本研究も歪の効果を使って半導体デバイスの特性を改善した例のひとつである。

この章では本研究の熱歪みによる温度特性改善ヒートシンク概念を説明し、理論的な設計方針を述べることにする。

1節では計算のアウトラインを述べる。2節では歪みの効果と温度の効果を取りこんだバンド構造の計算法を述べるが、Luttinger-Kohnのハミルトニアンについて熟知している場合は読み飛ばしてかまわない。この節は。3節では光学遷移確率と利得の計算法について述べるが、これらの理論について熟知している場合は読み飛ばしてかまわない。4節では発振波長の温度特性補償法に関する議論をし、5節では発振波長の温度特性補償法に関する議論をし、6節でこの章のまとめをする。

第1節 計算のアウトライン

本研究では半導体レーザの発振波長と発振しきいちを補償することに注目する。発振波長と発振しきいちは利得と屈折率に強く依存している。したがって、利得と屈折率の計算にどのようにして温度による効果を取り込むかとおよび歪による効果を取り込むかとを述べることにする。

計算の順序としては次のとおりである。

1. バンド構造
2. 遷移確率
3. 状態密度からなる利得
4. 屈折率
5. 発振波長
6. 発振しきいち

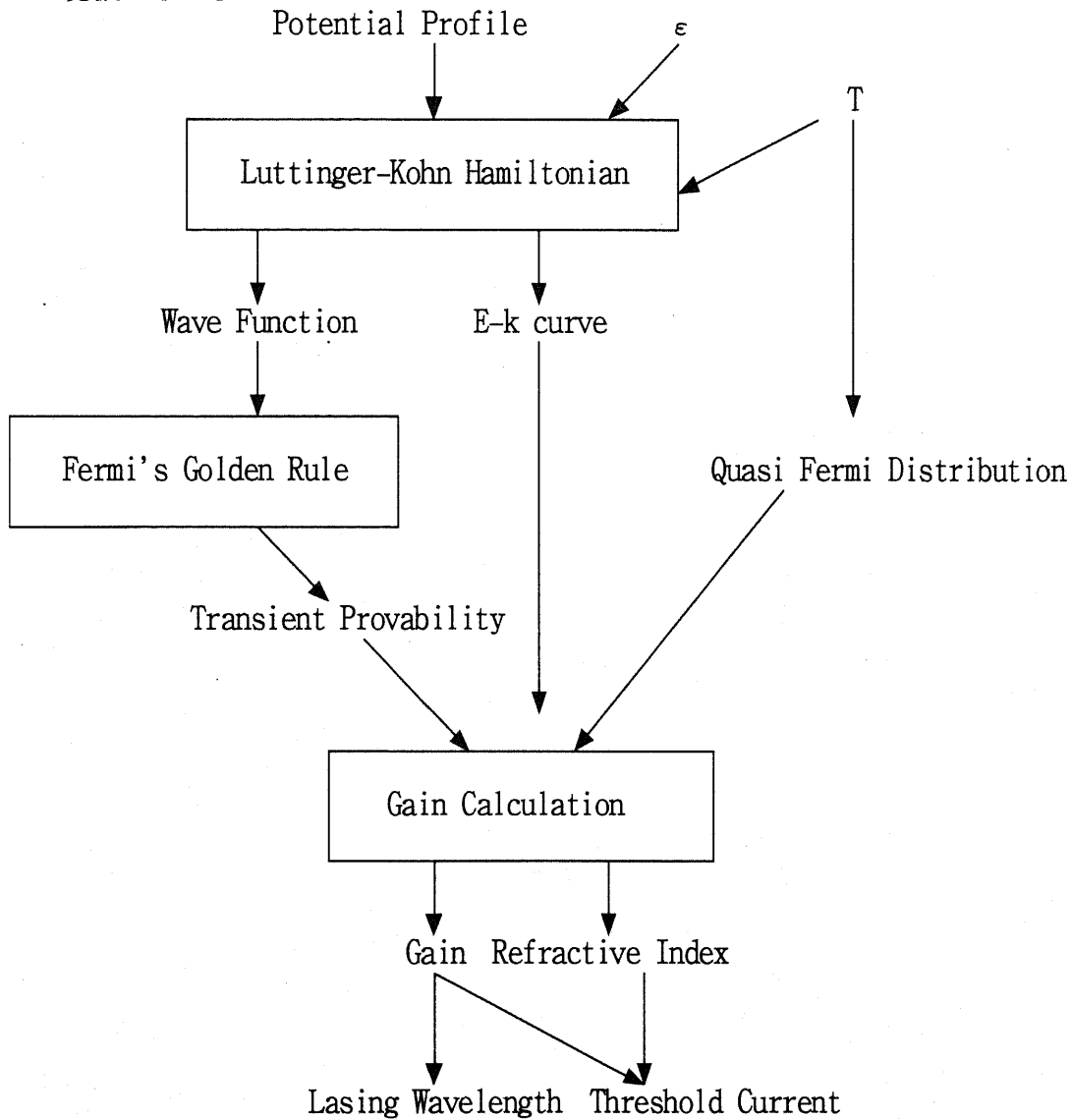


図 2-1. 計算のフローチャート

第2節 バンド構造

第1項 バンド構造の計算の準備

座標は量子井戸を活性層としてもつ半導体レーザのキャビティに平行な方向を y 軸としキャビティにたいし垂直な方向を x 軸とし結晶成長した層方向を z 軸ととする。外的に x 、 y 方向対称に歪が加えられる場合を 2 軸対称歪と呼び x 軸方向に歪が加えられた場合を 1 軸歪と呼ぶことにする。

Ⅲ-V 族半導体ではコンダクションバンドは S 軌道ライクでありバレンスバンドは P 軌道ライクとなっている。このためⅢ-V 族半導体に歪を加えた場合バレンスバンドには波動関数の異方性が生じ光学的特性の異方性を生じることになる。コンダクションバンド側の波動関数を $|S \uparrow\rangle |S \downarrow\rangle$ とし、バレンスバンド側の XYZ それぞれの方向の波動関数を、 $|X \uparrow\rangle |X \downarrow\rangle |Y \uparrow\rangle |Y \downarrow\rangle |Z \uparrow\rangle |Z \downarrow\rangle$ とする。Z 方向に量子井戸を作る場合基底を次のように取ると計算に都合がよい。

$$\begin{aligned} & |jS \uparrow\rangle, \left| \frac{X - jY}{\sqrt{2}} \uparrow \right\rangle, |Z \uparrow\rangle, \left| -\frac{X + jY}{\sqrt{2}} \uparrow \right\rangle \\ & |jS \uparrow\rangle, \left| -\frac{X + jY}{\sqrt{2}} \downarrow \right\rangle, |Z \uparrow\rangle, \left| \frac{X - jY}{\sqrt{2}} \downarrow \right\rangle \end{aligned}$$

ここでそれぞれの後ろの 3 つの波動関数は p 軌道の球面調和関数の、 $Y_{10} = |Z\rangle$ 、 $Y_{1\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(X \pm jY)$ を表わしている。

第2項 Luttinger-Kohn のハミルトニアン

歪によって変化したバンド構造を計算するには Pikus-Bar の補正を加えた Luttinger-Kohn のハミルトニアンを使う。これは kp 摂動に基づいて作られた近似計算理論である。歪がない場合 Luttinger-Kohn のハミルトニアンは次のようにあらわされる。

$$D_{i,i'} = H_{i,i'}^{LK} = E_i(0)\delta_{i,i'} + \sum_{\alpha,\beta} D_{i,i'}^{\alpha\beta} k_\alpha k_\beta$$

結晶がひずむとプロホ関数の周期性の変化を生じる。すなわち、格子定数の変化に比例して波数が変化するため、次のような関係が成り立つ。

$$k_\alpha k_\beta \leftrightarrow \epsilon_{\alpha,\beta}$$

したがって、歪の摂動ハミルトニアンは次のようにあらわされる。

$$H_{i,i'}^e = \sum_{\alpha,\beta} \hat{D}_{i,i'}^{\alpha,\beta} \epsilon_{\alpha,\beta}$$

この歪の摂動ハミルトニアンを Luttinger-Kohn のハミルトニアンに加えることによって、Pikus-Bar の補正を加えた Luttinger-Kohn のハミルトニアンができる。

$$D_{ii'} = H_{ii'}^{LK} + H_{ii'}^e$$

第3項 コンダクションバンド

コンダクションバンドを計算するハミルトニアンは次のように書ける。

$$H_c(k) = \frac{\hbar^2}{2m_0} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + a_c (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz})$$

このハミルトニアンを使って次のシュレディンガー方程式を解くことによってコンダクションバンドのエネルギー準位を求めることができる。

$$[H_c(k) + V_e] \phi_c^n = E_c^n(k) \phi_c^n$$

第4項 バレンスバンド

第1項できめた波動関数の基底とヘビーホール(H.H.)ライトホール(L.H.)の対応関係は次のようになる。

$$\phi_{hh,\alpha} = \frac{-1}{\sqrt{2}} |(X + jY) \uparrow\rangle \equiv \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle$$

$$\phi_{hh,\beta} = \frac{-1}{\sqrt{2}} |(X - jY) \downarrow\rangle \equiv \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle$$

$$\phi_{lh,\alpha} = \frac{1}{\sqrt{6}} |(X - jY) \uparrow\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |Z \downarrow\rangle \equiv \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$\phi_{lh,\beta} = -\frac{1}{\sqrt{6}} |(X + jY) \downarrow\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |Z \uparrow\rangle \equiv \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle$$

スピン軌道相互作用によって下2つのバンドは上4つのバンドから数十 meV わかれているため、半導体レーザーの発光に大きな影響を与えているのは上の4つの波動関数である。したがってバレンスバンドのバンド構造を計算する 4×4 のハミルトニアンは次のように書ける。

$$H_v(k) = - \begin{pmatrix} P+Q & -S & R & 0 \\ -S^* & P-Q & 0 & -R \\ R^* & 0 & P-Q & S \\ 0 & -R^* & S^* & P+Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle \\ \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \\ \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \\ \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle \end{pmatrix}$$

ここで、

$$P = P_k + P_e, Q = Q_k + Q_e, R = R_k + R_e, S = S_k + S_e,$$

$$P_k = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_1 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$$

$$Q_k = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_2 (k_x^2 + k_y^2 + 2k_z^2)$$

$$R_k = \frac{\hbar^2}{2m_0} \sqrt{3} \left[-\gamma_2 (k_x^2 - k_y^2) + 2j\gamma_3 k_x k_y \right]$$

$$S_k = \frac{\hbar^2}{2m_0} 2\sqrt{3}\gamma_3 (k_x - jk_y) k_z$$

$$P_e = -a_p (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz})$$

$$Q_e = -\frac{b_p}{2} (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} - 2\epsilon_{zz})$$

であり、 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ は Luttinger パラメータ、 a_p, b_p は静水圧変形ポテンシャル、 d_p はせん断変形ポテンシャルである。

上記のハミルトニアンを使い次のシュレディンガー方程式をとくことでバンド構造が求められる。

$$[H_v(k) + V_h] \phi_v^n = E_v^n(k) \phi_v^n$$

z 方向に量子化された量子井戸のばあい、 $kz \rightarrow -j \frac{\partial}{\partial z}$ の量子化を行うことでバンド構造が計算できる。

任意の量子井戸構造のバンド構造を計算するために有限差分法を用いた。

第5項 温度変化の影響の取り込み

以上の式に温度変化の影響を取り込むにはバンドギャップの温度変化および有効質量の温度変化を考慮してやればよい。

ほとんどの半導体ではバンドギャップの温度依存性は 150K 以上では線形に変化することが知られている。安達の論文より格子整合した InGaAsP のバンドギャップの温度依存性を引用した。(図 2-2)

また、同論文によると有効質量の温度依存性の実測値は誤差の範囲内であったため一定であるとして計算した。

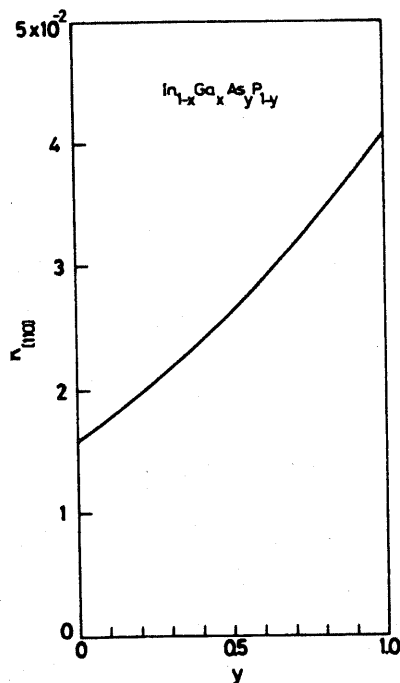


図 2-2. InP 基板に格子整合した InGaAsP のバンドギャップの温度依存性

第6項 光学遷移確率の計算法

エネルギー準位から光学遷移確率をフェルミの黄金率を使って計算する。フェルミの黄金率から導かれる摂動ハミルトニアンは次のようにかかれる。

$$H = \frac{p^2}{2m_0} + V(r) - \frac{e}{2m_0} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + \mathbf{A} \cdot \mathbf{p}) + \frac{e^2 \mathbf{A}^2}{2m_0}$$

$$= H_0 + H'$$

この光学遷移の摂動ハミルトニアンは近似して次のような形になる。

$$H' = -\frac{e}{2m_0} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + \mathbf{A} \cdot \mathbf{p}) + \frac{e^2 \mathbf{A}^2}{2m_0}$$

$$= -\frac{e}{2m_0} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$$

始状態を $\langle b |$ とし終状態を $| a \rangle$ とすると、遷移確率はつぎのようにあらわせる。

$$W_{ba} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle b | H' | a \rangle|^2 \delta(E_b - E_a - \hbar\omega)$$

ここで、

$$H'_{ba} = \langle b | -\frac{e}{m_0} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} | a \rangle$$

$$= \langle b | -\frac{eA_0}{m_0} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p} | a \rangle$$

$$= -\frac{eA_0}{m_0} \hat{\mathbf{e}} \cdot \langle b | \mathbf{p} | a \rangle$$

$$= -\frac{eA_0}{m_0} \hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p}_{ba}$$

途中、光の波長は原子の電気双極子より十分長いという近似を用いた。

最終的に全ての光の遷移をたし合わせることである波長の光に対する光と電子の相互作用の総和すなわち利得または吸収が求められる。その式は次のようになる。

$$R_{b \rightarrow a} = \frac{2}{V} \sum_{\mathbf{k}_a} \sum_{\mathbf{k}_b} \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{ba}|^2 \delta(E_a - E_b - \hbar\omega) f_b (1 - f_a)$$

ここで f_a, f_b はフェルミ分布であり次のような式である。

$$f_a = \frac{1}{1 + \exp((E_a - E_F)/k_b T)}$$

第7項 量子井戸の利得

量子井戸ではコンダクションバンドとバレンスバンドの波動関数が次のように書かれる。

$$\Psi_a(r) = u_v(r) \frac{e^{jk_t z}}{\sqrt{A}} g_m(z)$$

$$\Psi_b(r) = u_c(r) \frac{e^{jk_t z}}{\sqrt{A}} \phi_n(z)$$

$u(r)$ はブロホ関数、第2項は自由電子の包絡線関数で $g_m(z), \phi_n(z)$ は量子井戸の包絡線関数である。ブロホ関数に比べて、量子井戸の包絡線関数および自由電子の包絡線関数は緩やかな変化を持つことから次のような近似で分離できる。

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_{ba} &= \langle b | \mathbf{p} | a \rangle \\ &= \langle u_c | \mathbf{p} | u_v \rangle \delta_{k_t, k_t} I_{hm}^{en} \\ I_{hm}^{en} &= \int dz \phi_n(z) g_m(z) \end{aligned}$$

このことと量子井戸の状態密度を考慮に入れると最終的な利得の表記は次のようになる。

$$g(\hbar\omega) = c_0 \sum_{n,m} |I_{hm}^{en}|^2 |\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p}|^2 \int dE_t \rho_r^{2D} \frac{(\Gamma/2\pi)}{(E_{hm}^{en} + E_t - \hbar\omega) + (\Gamma/2)^2} [f_c^n(E_t) - f_v^m(E_t)]$$

$$C_0 = \frac{\pi e^2}{n_r c \epsilon_0 m_0^2 \omega}$$

$$\rho_r^{2D} = \frac{m_r}{\pi \hbar^2 L_z}$$

$$f_c^n = \frac{1}{1 + \exp\left\{ \left[E_g + E_{cn} + (m_r/m_e^*) E_t - F_c \right] / k_B T \right\}}$$

$$f_v^m = \frac{1}{1 + \exp\left\{ \left[E_{hm} - (m_r/m_h^*) E_t - F_v \right] / k_B T \right\}}$$

第8項 TE モードと TM モードの扱い

この節では $|\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p}|$ をつかって利得を TE モードと TM モードの成分に分離する方法を述べる。あらたに M_b, E_p というパラメータを導入し $|\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p}|$ を置き換えることにする。

$$M_b^2 = \frac{1}{3} P_x = \frac{m_0}{6} E_p$$

M_b, E_p は光の輻射や吸収が全方位に対して相反的であることから計算を容易にするために用いられるパラメータである。これをもちいて TE モードと TM モードの $|\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{p}|$ はそれぞれ次のようにあらわされる。

TE モードの場合:

$$|\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{p}_{c-hh}|^2 = |\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{M}_{c-hh}|^2 = \frac{3}{2} M_b^2$$

$$|\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{p}_{c-lh}|^2 = |\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{M}_{c-lh}|^2 = \frac{1}{2} M_b^2$$

TM モードの場合:

$$|\hat{x} \cdot \mathbf{p}_{c-hh}|^2 = |\hat{x} \cdot \mathbf{M}_{c-hh}|^2 = 0$$

$$|\hat{x} \cdot \mathbf{p}_{c-lh}|^2 = |\hat{x} \cdot \mathbf{M}_{c-lh}|^2 = 2M_b^2$$

材料ごとの E_p は APPENDIX-D に記載しておく。

第9項 屈折率の計算

屈折率変化 $\frac{\Delta n_r}{n_r}$ は次のようにして見積もられる。

$$\epsilon_0 \chi(\omega) = \frac{1}{V} \sum_{\sigma, \eta} \sum_{l, m} \sum_{\mathbf{kt}} |\mathbf{e} \cdot \mathbf{P}_{m,l}^{\sigma}(\mathbf{kt})|^2 \cdot \frac{f_c^l - f_{h,\sigma}^l}{E_l^c(\mathbf{kt}) - E_m^{h,\sigma}(\mathbf{kt}) + E_G - \hbar\omega - j\hbar/\tau_{in}}$$

$$\frac{\Delta n_r}{n_r} = \frac{1}{2n_r^2 \epsilon_0} \text{Re}(\epsilon_0 \chi(\omega))$$

この式は物理的にクラマスキローニツヒの関係式と等価である。

ファブリペロレーザはゲインピーク変化から発振波長変化を予測でき、DFB レーザの場合屈折率変化から発振波長変化を見積もれる。

第3節 温度特性補償ヒートシンクの設計法

第1項 計算結果

計算に使ったモデルは図 2-3 のような量子井戸である。また、物質パラメータは APPENDIX-E のとおりである。

量子井戸の発光スペクトルの温度依存性を計算したものが図 2-4 である。波長は $0.6(\text{nm}/^\circ\text{C})$ の割合で長波長化し、利得は $-20(\text{cm}^{-1}/\text{ppm})$ で減少する。

1 軸方向圧縮ひずみによって TE モードのゲインピークが変化する様子を計算したものが図 2-5 である。X 方向への圧縮ひずみを正としている。圧縮ひずみを増やすことにより TE モードのゲインピークは短波長側に動くことがわかる。

2 軸対称ひずみによって TE モードのゲインピークが変化する様子を計算したものを図 2-6 に示す。XY 方向への圧縮ひずみを正としている。圧縮ひずみを増やすことにより TE モードのゲインピークは短波長側に動くことがわかる。

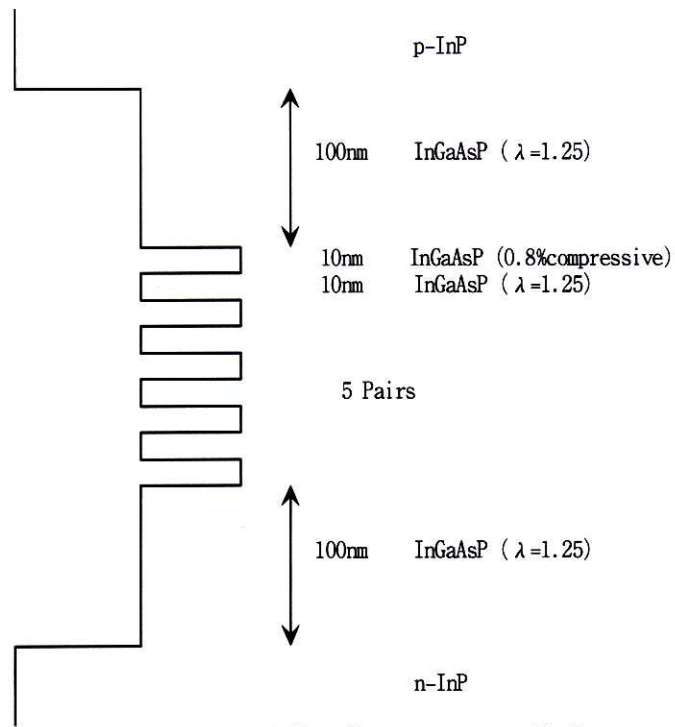


図 2-3. 計算に使用した SCH 構造

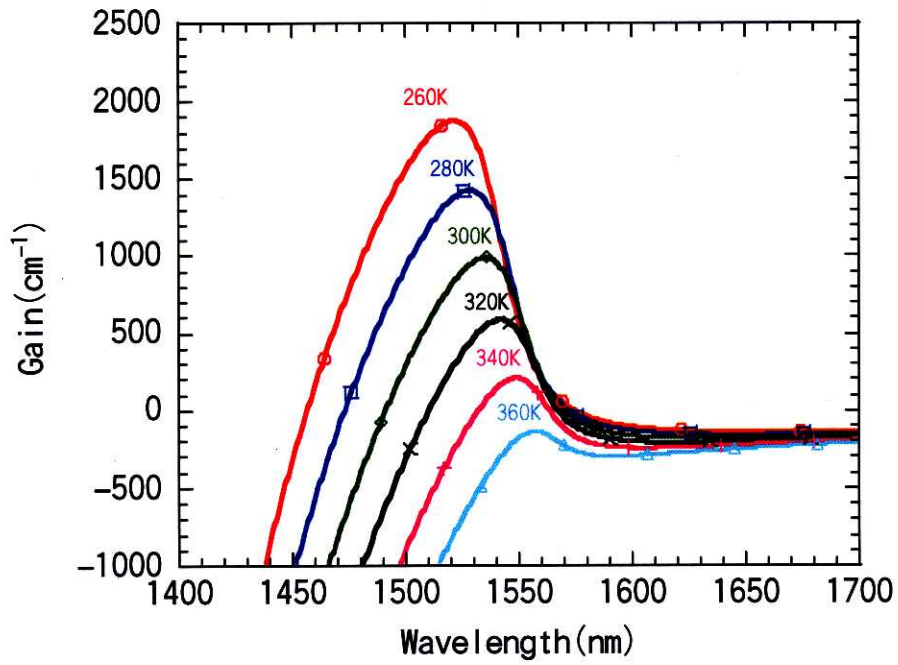


図 2-4. 量子井戸の利得スペクトラムの温度依存性

第3項 実験結果

半導体レーザに 1000ppm、2000ppm、4000ppm の歪みを加えてその発振波長の変化を測定したものを図 2-10 に示す。ヒートシンク温度はすべて 20°C であり周期 1kHz 幅 1μsec のパルス電流を 50mA 注入した。前述のように 1/1000 のデューティで電流注入したため自己の発熱によるレーザダイオードの温度変化は無視できる。

発振しきい値のひずみによる変化を示したものを図 2-11 に示す。

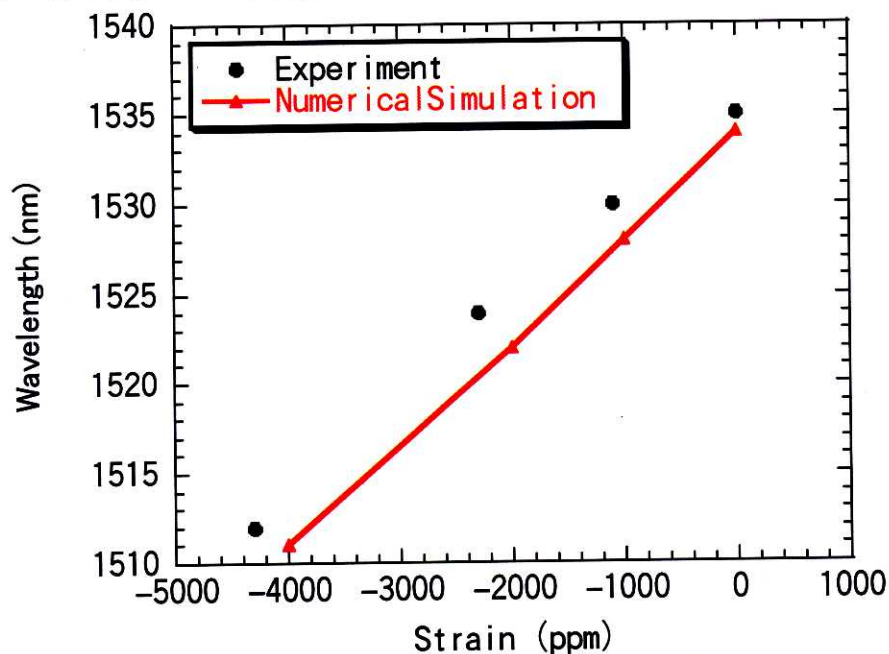


図 2-10. 半導体レーザにひずみをかけた場合の発振波長の変化。

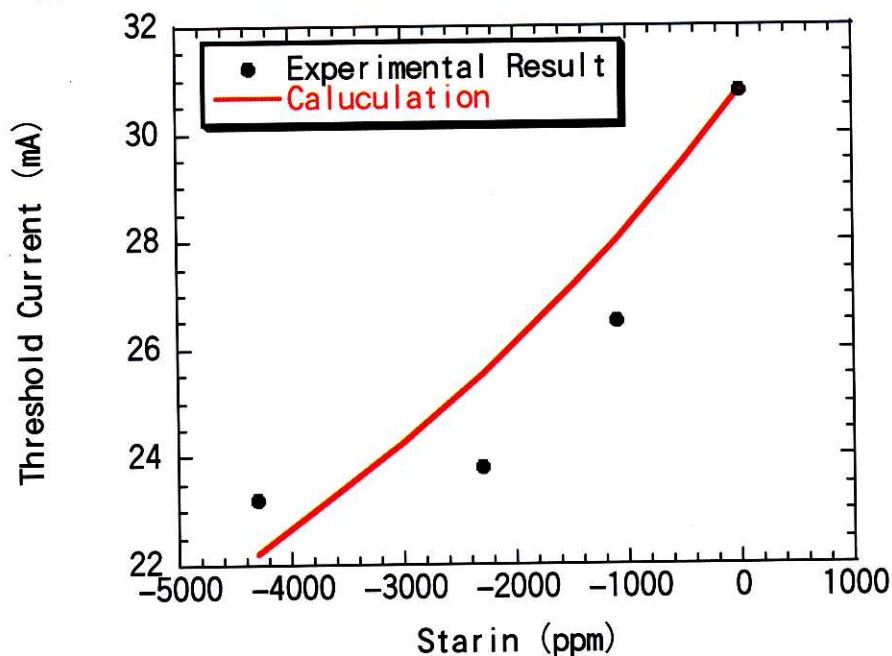


図 2-11. 半導体レーザにひずみをかけた場合の発振しきい値の変化。

対称ひずみとも圧縮歪みを加えた場合に波長が短波長側にシフトする。したがって、温度増加に対して圧縮ひずみを加えると発振波長の温度特性を補償できることがわかる。その値は先ほどの計算から、1軸歪みの場合 86 ppm/°C程度、2軸歪みの場合 100ppm/°C程度必要であることがわかる。

第3項 発振しきいちの計算式

発振閾値は端面の反射率と内部損失と利得によって決まる。発振は利得と損失がつりあったときに起こるので次のように表される。

$$\Gamma g_{th} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) + \Gamma(\alpha_0 + \beta N_{th}) + (1 - \Gamma)\alpha_c$$

$$\Gamma g_{th} = \alpha_m + \alpha_i$$

一方で利得はゲインピーク近傍では強度がキャリア密度に比例し波長の 2 乗に比例するような形に近似できる。

$$g = g_0 \left((N - N_g) - b(\omega - \omega_0)^2 \right)$$

ファブリペロレーザの場合ゲインピークはほぼ発振波長なのでもっと簡単に書ける。

$$g = g_0 (N - N_g)$$

ここで、ひずみによって閉じ込め係数が変わる効果と端面反射率の変化を無視するときの値を求める式は次のように近似できる。

$$N_{th} = \frac{1}{\Gamma g_0} (\alpha_m + \alpha_i) + N_g \propto g_0^{-1}$$

第4項 発振しきいちの温度特性補償法

モデルを最も簡単にするために温度上昇による利得の減少が発振しきい値を上げていると考える。温度上昇で減少する利得を理論計算したものが前述の図 2-4 である。20(cm⁻¹/°C)程の割合で減少している。

これに対し 1 軸ひずみ量に対する利得の変化を計算したものが図 2-7 である。圧縮歪みを与えると TE モードの利得が 0.09(cm⁻¹/°C)増えるためしきい値を減らすことができる。したがって、温度上昇とともに半導体レーザを 222(ppm/°C)圧縮すればよいことになる。一方 2 軸歪みに対する利得の変化を計算したものが図 2-8 である。伸張歪みを加えるとともに TE モードの利得が 0.07(cm⁻¹/°C)増えるためしきい値を減らすことができる。したがって、温度上昇とともに半導体レーザを 286(ppm/°C)伸張すればよいことになる。

このことからわかることは 1 軸歪みは発振波長温度依存性低減もしきい値温度依存性低減も温度上昇とともに圧縮歪みを加えればよいと言うことである。一方で 2 軸歪みは発振波長温度依存性低減のためには温度上昇とともに圧縮伸張歪みを加えなければならない、しきい値温度依存性低減は温度上昇とともに伸張歪みを加えなければならないため、2 軸対称歪みは同時に両者を改善することができないと言うことになる。

ただし、発振波長の補償に必要な歪み量と発振しきい値の補償に必要な歪み量は必ずしも一緒とは限らないため、発振波長としきい値の両方を同時に完全補償できるとは限らないが、1 軸圧縮歪みを加えれば両者の温度特性を同時に改善できる。

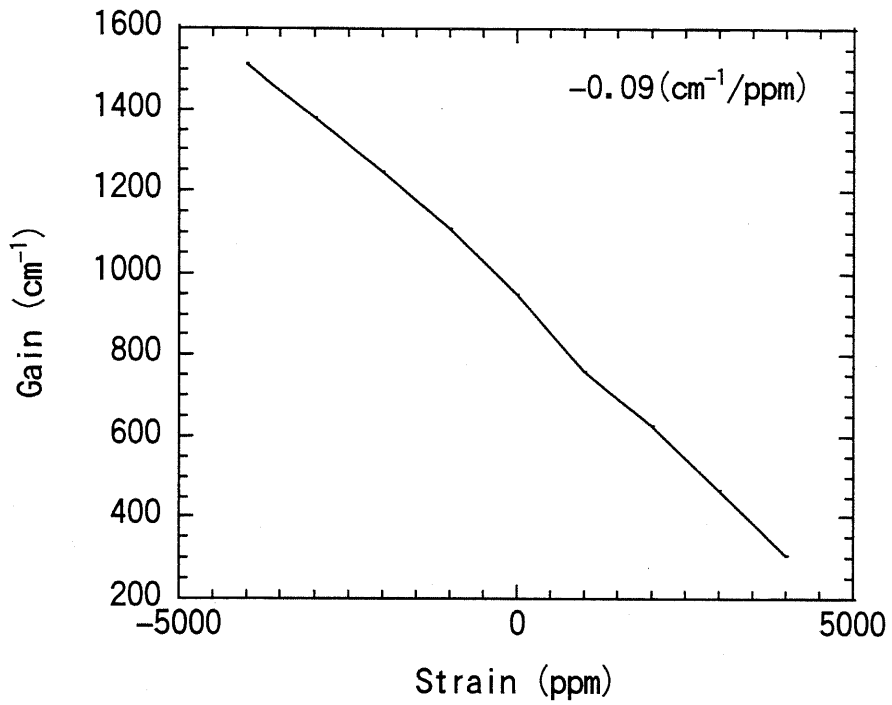


図 2-7. 利得のひずみによる変化。ひずみは1軸方向。

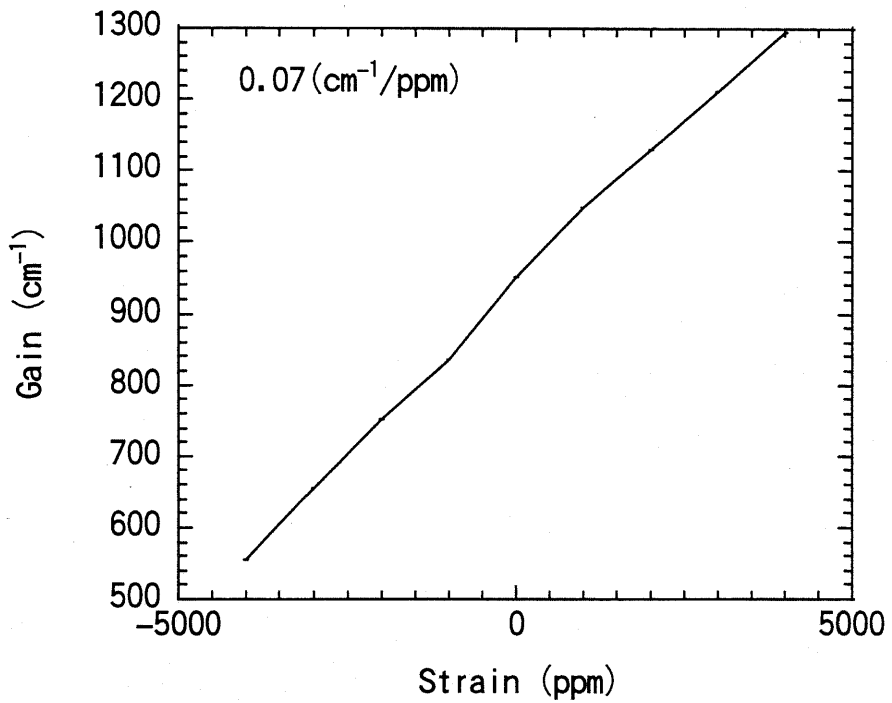


図 2-8. 利得のひずみによる変化。ひずみは2軸対称。

第4節 計算結果と実験結果との比較

第1項 実験の目的

この実験の目的は前述の計算方法がどの程度現実と一致しているかを確認することである。

第2項 実験方法

半導体レーザを実際にひずませてその発振波長と閾値の変化をみることで実験を進めた。

装置概略

実験系の概略を図 2-9 に示す。イモネジを下げることで銅板をたわませそれによって半導体レーザを歪ませるような構造になっている。ネジ以外の部分は銅でできており、ネジはステンレス製のものを用いた。銅の熱膨張係数は $16.5\text{ppm}/^\circ\text{C}$ でステンレスの熱膨張係数は $16.2\text{ppm}/^\circ\text{C}$ でその熱膨張係数の差は $0.3\text{ppm}/^\circ\text{C}$ であり、なおかつマウント全体を 20 度に温度調節しておいたため、ネジと部品の熱膨張係数の違いによって発生する熱応力とネジのゆるみは無視できる。

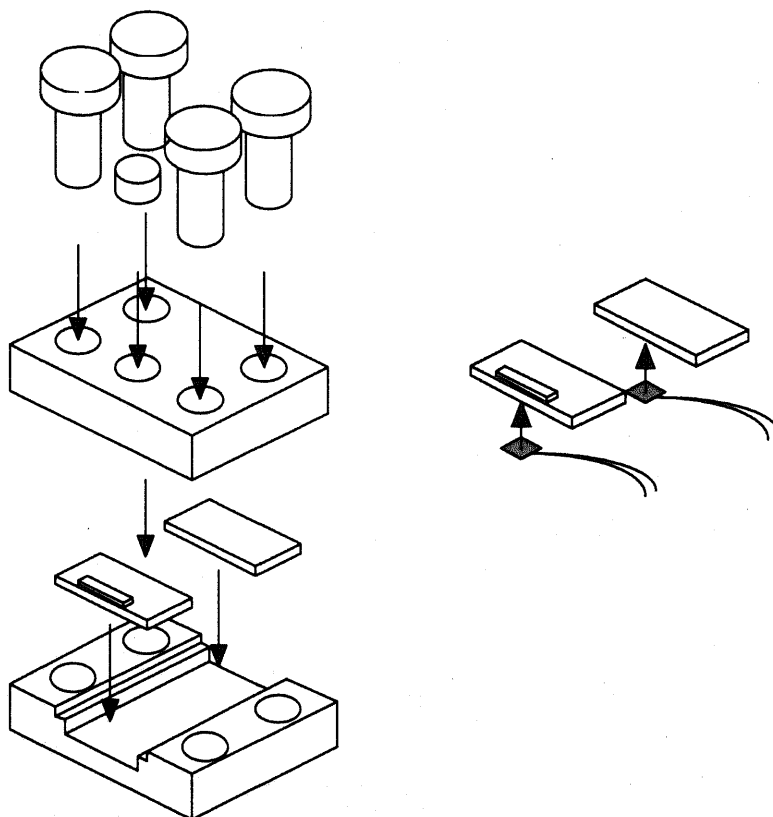


図 2-9. ひずみを与えることで得られる半導体レーザの特性の変化を測定する装置

半導体レーザの実装法

図2-9のように厚さ1mmの銅製ヒートシンク上に半導体レーザを導電性接着剤によって固定した。使用した導電性接着剤はエポキシ系樹脂がベースになっており銀粉が混入されている。接着後100度で15分加熱し自然冷却で室温に戻した。放熱に不安があるためCW発振では半導体レーザの温度とヒートシンク温度がかけ離れる恐れがあるが、実験はパルス発振で行ったので事故発熱による影響は無視できる。

ひずみの測定法

ひずみを測定するためにひずみゲージ(共和電業、KFG-02-120-C1-16N30C2)を用いた。ひずみゲージは電線の抵抗値がひずみ量に対して線形に変化することを利用してひずみ量の測定を行うセンサーである。ひずみゲージは構造が簡単であるがゆえに簡単に信頼性の高い測定ができることから本実験で採用した。ひずみゲージの動作原理の詳細はAPPENDIX-Fに述べており、ひずみゲージの接続法の詳細はAPPENDIX-Gに述べている。半導体レーザをヒートシンクの表側につけたとすると、歪みゲージはヒートシンクの裏側にあたる部分に貼り付けた。

この実験系では歪みゲージと半導体レーザの歪みの関係は次のようになる。前提として、銅板と半導体レーザを梁として扱い全体が一様に湾曲したとする。歪みゲージの断面積が 0.2mm^2 でヤング率が 10kN/mm^2 であり他方銅板の断面積が 3.5mm^2 でヤング率が 120kN/mm^2 あることから、歪みゲージは銅板に対して充分剛性が低くその存在を無視できる。厚さ方向への座標系は半導体レーザのp型電極を $t=0$ としヒートシンクの方へ行くにしたがって増えるように設定する。重ねあわせた梁には歪みがゼロになる中立軸が存在し、その厚さ方向の位置を \bar{t} とすると、

$$\bar{t} = \frac{\sum_m E_i A_i \bar{t}_i}{\sum_m E_i A_i}$$

と書ける。ここでEは梁のヤング率、Aは梁の断面積、tは梁の厚さ方向の位置、添え字はCuが銅板、InPが半導体レーザを示している。

全体が一様に湾曲したと仮定したので ρ を中立軸の曲率半径半導体レーザのひずみ ϵ_{Laser} と歪みゲージの歪み ϵ_{Gauge} は、

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{Laser}} &= \frac{t_{\text{Laser}} - \bar{t}}{\rho} \\ \epsilon_{\text{Gauge}} &= \frac{t_{\text{Gauge}} - \bar{t}}{\rho} \\ \epsilon_{\text{Laser}} &= \frac{t_{\text{Laser}} - \bar{t}}{t_{\text{Gauge}} - \bar{t}} \epsilon_{\text{Gauge}} = -1.3 \epsilon_{\text{Gauge}}\end{aligned}$$

となる。

■ 発振波長の測定

テーパファイバによって半導体レーザの出力を取り出し、スペクトラムアナライザ(ANDO, AQ6315-B)によって半導体レーザの発振波長を測定した。

■ しきい値の測定

電流源はLDP3811(ILXLightwave)を用いた。光出力の測定はパワーメータ(ANRITSU, ML93A)とデジタルマルチメータ(Agilent, 34401A)を用いて行った。

第3項 実験結果

半導体レーザに 1000ppm、2000ppm、4000ppm の歪みを加えてその発振波長の変化を測定したものを図 2-10 に示す。ヒートシンク温度はすべて 20°C であり周期 1kHz 幅 1μsec のパルス電流を 50mA 注入した。前述のように 1/1000 のデューティで電流注入したため自己の発熱によるレーザダイオードの温度変化は無視できる。

発振しきい値のひずみによる変化を示したものを図 2-11 に示す。

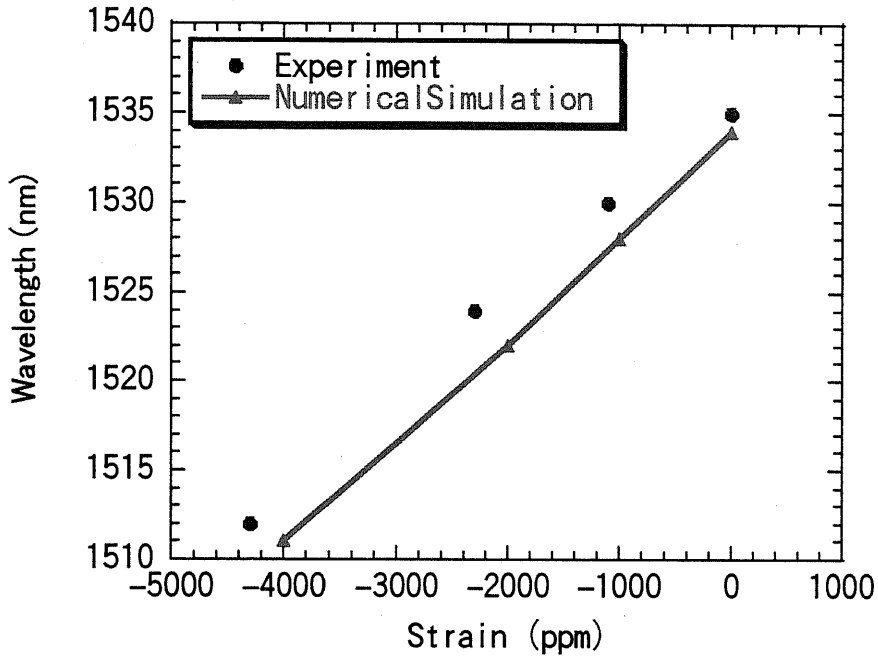


図 2-10. 半導体レーザにひずみをかけた場合の発振波長の変化。

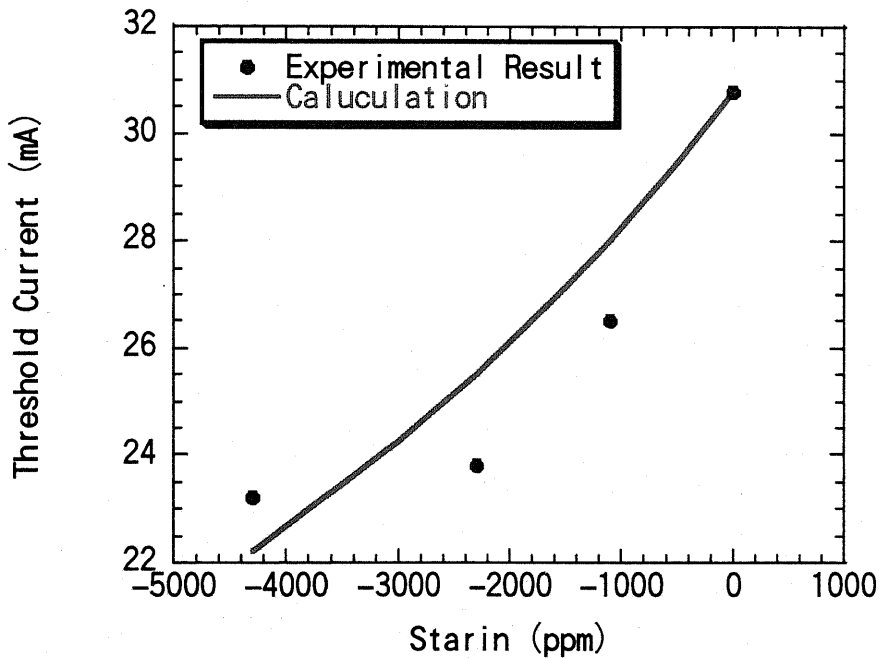


図 2-11. 半導体レーザにひずみをかけた場合の発振しきい値の変化。

第5節 計算精度に対する考察

第1項 波長計算モデルに含まれていない問題

電子（ホール）は電荷をもっているため電界を作る。半導体レーザの動作時にはキャリアが大量に注入されているため、キャリア自身が作る電界が量子井戸のバンドをゆがめる効果が長波長半導体レーザの温度特性に大きな影響を与えるといわれる。関らの論文にこの手法が詳細に述べられている。ここでその方法を述べておくことにする。キャリアの作る電界はポアソン方程式を用いて次のようにあらわされる。

$$\frac{d}{dz} \left[\epsilon(z) \frac{d}{dz} V(z) \right] = \frac{e^2}{\epsilon_0} [p_T(z) - n_T(z)]$$

ここで、 ϵ は誘電率である。

キャリアの作る電界をシュレディンガー方程式に取り込むと次のようになる。

$$[H + U(z) + V(z)]\phi(z) = E\phi(z)$$

これによってキャリアの波動関数が求められるため2次元キャリア密度

$$n_n^{2D} = \int dE \rho_n^e(E) n_f [E_n^e]$$

$$p_m^{2D} = \int dE \rho_m^h(E) \{1 - n_f [E_m^h]\}$$

をつかって、キャリア密度が次のように求められる。

$$n_T(z) = \sum_n n_n^{2D} |\phi_n^e(z)|^2$$

$$p_T(z) = \sum_m p_m^{2D} |\phi_m^h(z)|^2$$

この結果得られたキャリア分布を元にポアソン方程式を解きなおす…という操作を繰り返しセルフコンシステントに計算することで、キャリア自身が作る電界が量子井戸のバンドをゆがめる効果を取りこんだエネルギー準位とキャリア分布を求めることができる。

実験結果と計算結果が一致しない場合は上記の効果を実算に入れると計算精度が向上するであろう。

第2項 しきい値計算モデルに含まれていない問題

長波長半導体レーザにおいては非発光遷移であるオージェ遷移がしきいちに少なからぬ影響を与えるといわれる。ひずみによるバンド構造の変化に伴ってオージェ遷移の確率も変化するはずである。前述の計算モデルはオージェ遷移の変化を考慮に入れていない。ここではオージェ遷移の計算方法を述べることにする。

オージェ遷移は2次の遷移であるためその遷移確率は次のように書ける。

$$R_p = \left(\frac{8\pi}{\hbar} \right) \left(\frac{1}{8\pi} \right)^4 \iiint d^3k_1 d^3k_2 d^3k_1' d^3k_2' P_p(1,1';2,2') |M_{if}|^2 \delta(E_i - E_f)$$

ここで、1は遷移前の電子の波動関数、1'は遷移先のホールの波動関数、2は弾き飛ばす電子の元の波動関数、2'は弾き飛ばされたあとの電子の波動関数である。そして、各記号の説明は次の通りである。

$$M_{if} = \sum_m \frac{\langle i | H_{ee} | m \rangle \langle m | H_{ep} | f \rangle}{E_i - E_m}$$

クーロン相互作用のハミルトニアンは次のように書ける。

$$H_{ee} = V(r_1 - r_2) = \frac{q_2}{\epsilon |r_1 - r_2|} \exp(-\lambda |r_1 - r_2|)$$

フォノン生成消滅のハミルトニアンは次のように書ける。

$$\langle i | H_{ep} | f \rangle = M(q) \left[\left(Nq + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

フォノンを加えた状態密度は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} P_p &= (1 + 2N_q) P(1, 1'; 2, 2') \\ &= (1 + 2N_q) \frac{n^2 p}{N_c^2 N_v} \exp\left(\frac{-E_2' + E_g}{k_B T}\right) \end{aligned}$$

以上の数式を用いることによってオージェ係数が計算できる。

一般的に x 軸方向の圧縮歪みを増やすと TE モードの損失が減少する。おそらく同じ歪みでもっと多く補償できるはずである。したがって先ほどの計算と実験結果が違っていたら、歪みによる損失の変化を考慮していない分が原因であると考えられる。

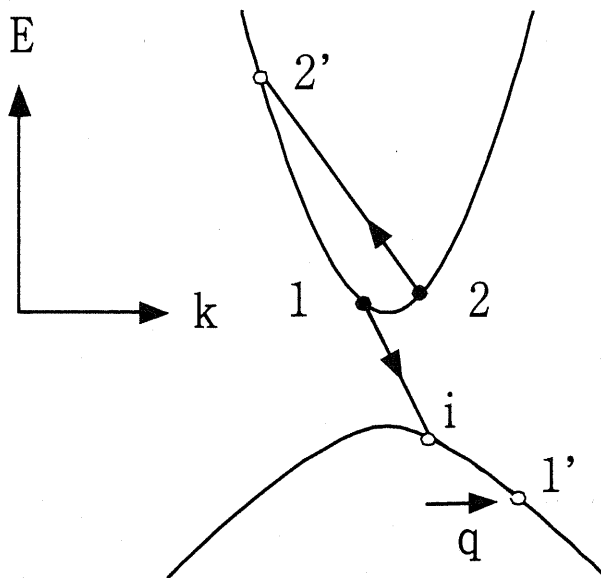


図 2-12. オージェ遷移の概念図

第6節 まとめ

この結果をまとめると

- 一軸応力による温度補償は発振波長と発振しきい値の両方の温度特性を低減できる。1 軸歪みの場合、温度上昇とともに 86 ppm/°C の圧縮歪みで発振波長が補償できる計算であり、半導体レーザを 222(ppm/°C) 圧縮すれば発振しきい値を補償できる計算である。
- 二軸応力による温度補償は発振波長の温度特性あるいは発振波長の温度特性のいずれ

かしか低減できない。

2 軸対称歪みの場合、温度上昇とともに 100 ppm/°C の圧縮歪みで発振波長が補償できる計算であり、半導体レーザを 286(ppm/°C) 伸長すれば発振しきい値を補償できる計算である。

参考文献

- 1) S.L.Chun, "Physics of Optoelectronics devices"
- 2) DOYEOL AHN, SHUN-LIEN CHUN, "Optical Gain in a Strained-Layer Quantum-Well Laser", JQE, Vol.24, pp.2400-2406, 1988
- 3) Kenji Nakayama, Akira Shimizu, Masanori Koshiha, Kazuya Hayata, "Finite-Element Analysis of Quantum Wells of Arbitrary Semiconductors with Arbitrary Potential Profiles", JQE, Vol. 25, pp.889-895, 1989
- 4) Ajoy K. Ghatak, K. Thyagarajan, and M. R. SHENOY, "A Novel Numerical Technique for Solving the One-Dimensional Schroedinger Equation Using Matrix Approach-Application to Quantum Well Structures", JQE, Vol.24, pp.1524-1531, 1988
- 5) I-H. Tan, G. L. Sinder, L.D. Chang, and E. L. Hu, "A self-consistent solution of Schroedinger-Poisson equations using a nonuniform mesh", J. Appl. Phys., Vol.68, pp4071-4076, 1990
- 6) G. E. Pikus and G. L. Bar, "EFFECT of DEFORMATION on THE ENERGY SPECTRUM AND THE ELECTRICAL PROPERTIES OF IMPERFECT GERMANIUM AND SILICON", Sov. Phys.-Solid State, Vol.1, pp.1502-1517, 1960
- 7) EVAN O. KANE, "BAND STRUCTURE OF INDIUM ANTIMONIDE", J. Phys. Chem. Solids., Vol.1, pp.249-261, 1957
- 8) G. D. Sanders, K. K. Bajaj, "Electronic properties and optical-absorption spectra of GaAs-Al_xGa_{1-x}As quantum well in externally applied electric fields", Phys. Rev. B, Vol.35, pp.2308-2320, 1987
- 9) J. M. Luttinger, "Quantum Theory of Cyclotron Resonance in Semiconductors: General Theory*", Physical Review, Vol. 102, pp.1030-1041, 1955
- 10) J. M. Luttinger and W. Kohn, "Motion of Electron and Holes in Perturbed Periodic Fields", Phys. Rev., Vol. 97, pp.869-883, 1955
- 11) Sandip Tiwari, Richard S. Bates, Christoph S. Harder, and A. Behfar-Rad, "Effects of compressive and tensile uniaxial stress on the operation of AlGaAs/GaAs quantum-well lasers", Appl. Phys. Lett., Vol.60, pp.413-415, 1992
- 12) Charles S. Adams and Daniel T. Cassidy, "Effect of stress on threshold, wavelength, and polarization of the output of InGaAsP semiconductor diode lasers", J. Appl. Phys., Vol.64, pp.6631-6645, 1988
- 13) D. PATEL, A. R. ADAMS, P. D. GREENE, G. D. HENSHALL, "PRESSURE DEPENDENCE OF THRESHOLD CURRENT IN Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y} LASERS", E.L., Vol.18, pp.527-528, 1982
- 14) A. R. ADAMS, D. PATEL, P. D. GREENE, G. D. HENSHALL, "INFLUENCE OF PRESSURE ON TEMPERATURE SENSITIVITY OF Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}", E.L., Vol.18 pp.919-920, 1982
- 15) Daniel A. Cohen, Mark E. Heimbuch, and Larry A. Coldren, "Reduced temperature sensitivity of the wavelength of a diode laser in a stress-engineered hydrostatic package", A.P.L., Vol.69, pp.455-457, 1996
- 16) ROMAIN MACIEJKO, JAN M. GLINSKI, A. CHAMPAGNE, JEAN BERGER, AND LUC SAMSON, "Photoelastic Effects on the Emission Patterns of InGaAsP Ridge-Waveguide Lasers", J.Q.E., pp.651-661, Vol.25, 1989
- 17) Sadao Adachi, "Material parameters of In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} and related binaries", J. Appl. Phys., Vol.53, pp.8775-8792, 1982
- 18) Shunji Seki, Kiyokuki Yokoyama, Paul Sotirelis, Theoretical Analysis of

- High-Temperature Characteristics of 1.3- μm InP-Based Quantum-Well Lasers", J. of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.1, pp.264-274, 1995
- 19) John D. Evans, John G. Simmons, David A. Thompson, N. Puetz, T. Makino, G. Chik, "An investigation into the Temperature Sensitivity of Strained and Unstrained Multiple Quantum-Well, Long Wavelength Lasers: New Insight and Methods of Characterization", J. of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.1, pp.275-284, 1995
 - 20) David A. Ackerman, Gleb E. Shtengel, Mark S. Hybertsen, Paul A. Morton, Rudolf F. Kazarinov, T. Tanbun-Ek, and R. A. Logan, "Analysis of Gain in Determining T₀ of in 1.3- μm Semiconductor Lasers", J. of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.1, pp.250-263, 1995
 - 21) Shunji Seki, Kiyokuki Yokoyama, Paul Sotirelis, "Study on the Dominant Mechanisms for the Temperature Sensitivity of Threshold Current in 1.3- μm InP-Based Quantum-Well Lasers", J. of Quantum Electronics, Vol.32, pp.1478-1486, 1996

第3章 サンプルの作成

本研究では半導体レーザからサブマウントおよびヒートシンクまで全て自前で作成した。この章の前半では実験に使用した半導体レーザの作成法を述べ、後半で実装法について述べる。第1節では $1.55\mu\text{mInGaAsP}$ 半導体レーザの作成法の詳細を述べる。実装法としてはんだ付けを選んだ根拠を第2節で述べ、さらにはんだ材料の中で金錫はんだを選んだ理由を第3節でのべる。そして、第4節では実際にどのようにして半導体レーザを実装するための金錫はんだつきのサブマウントの作成したかを述べることにする。

第1節 半導体レーザの作成手順

第1項 エピウエハー作製

有機金属気相成長装置MOVPE (AIX200/4, AIXTRON) を用いて n-InP 基板上に半導体レーザ構造を結晶成長した。第2章の計算で用いた図2-3のような活性層構造を持っている。活性層およびリッジ層は610°Cで成長しているが、pコンタクトはpドーピング濃度を 10^{18} に上げるため550度で成長した。

第2項 リッジ作成

- (1). 基板にプライマを塗布し90°Cのオーブンで10分間ベーク。
- (2). 基板にポジレジスト MICROPOSIT を塗布、スピコート条件は500rpm×10sec+6000rpm×30secであり、およそ400nmの膜厚となる。
- (3). 90°Cのオーブンで30分プリベーク
- (4). 紫外線露光装置で露光
- (5). 現像液 NMD-3 にて12秒現像、純水洗浄2回
- (6). 125°Cのオーブンで5分間ポストベーク
- (7). エッチャント ($H_2O_2:H_2SO_4:H_2O=1:1:5$) によってコンタクト層 InGaAs をエッチングし純水洗浄を2回行う。5°Cにおけるエッチングレートは600nm/minであり、200nmのコンタクト層は20秒間で貫通する計算になるが余裕を見て30秒間エッチングした。
- (8). エッチャント(20% HCl)によってクラッド層 InP をエッチングし純水洗浄2回行う。エッチングレートは300nm/min程度であり850nmのクラッド層は室温でおよそ3分で貫通する。エッチング中は表面が白く見えており、エッチングが完了すると再び鏡面になる。これはエッチング中は表面がでこぼこであり、エッチングが終了するとエッチストップ層の平らな面が見えるためである。
- (9). 剥離液(ハクリ106)によってレジストを剥離した後、2プロパノールによって2回リンスした。

第3項 絶縁膜の作成

絶縁膜としてSiO₂をマグネトロンスパッタにより200nm堆積させた。SiO₂を絶縁膜に選んだ理由は現在当研究室でできる絶縁膜のうち350度のアニーリングに対しても安定なのはSiO₂しかなかったからである。

マグネトロンスパッタ装置は低真空中(0.5Torr)でアルゴンガス(3sccm)と酸素ガス(1sccm)を流してプラズマを発生させSiO₂ターゲットをたたいている。現在の条件はSiO₂の膜質があまりよくないようである。酸素を流さない方が緻密で堅牢な膜ができたという実験結果やプライマーを塗布すると密着性がよくなったという実験結果もある。まだ膜質には改良の余地があるようである。

第4項 コンタクト部分作成

リッジのコンタクト層とp電極が接触できるようにリッジの頂上のSiO₂をエッチングに

よって貫通した。レジストの塗布条件は同じである。

- (1). 基板にプライマを塗布し 90℃のオーブンで 10 分間ベーク。
- (2). 基板にポジレジスト MICROPOSIT を塗布、スピコートは 500rpm×10sec +6000rpm×30sec であり、およそ 400nm の膜厚となる。
- (3). 90℃のオーブンで 30 分プリベーク
- (4). 紫外線露光装置で露光
- (5). 現像液 NMD-3 にて 12 秒現像、純水洗浄 2 回
- (6). 125℃のオーブンで 5 分間ポストベーク
- (7). エッチャント (16 バッファドふっ酸) によって SiO₂ をエッチングし純水洗浄を 2 回行った。エッチングレートは室温で 120nm/min であるため余裕を見て 1 分 50 秒ほどエッチングする。実際はスパッタのときにレーザ基板と同時にダミーの基板の上に SiO₂ を同じ厚さ堆積させておき、ダミーの基板の SiO₂ によってエッチング時間を確認していた。
- (8). 剥離液(ハクリ 106)によってレジストを剥離した後、2 プロパノールによって 2 回リンスした。

第5項 p 電極の作成

p 電極には Au150nm/Ti50nm を使用した。電極は電子ビーム蒸着装置によって成膜した。コンタクト層はヘビードープしてあるため金属の仕事間数差によるショットキー接合のおそれはない。InGaAs や SiO₂ との密着性を考慮して Ti の薄膜をつけてある。金は拡散しやすい金属であるため金の拡散を防ぐ目的で Pt や Ni のような金属を入れる場合もある。

第6項 p 電極の補強

半導体レーザの P 電極側をヒートシンクに接合するような”フェイスダウン”実装を行う場合がある。このときリッジと活性層がヒートシンクのはんだ材に埋もれて半導体レーザが故障する場合がある。これを防ぐために金の膜を 1μm ほどメッキによって作成した。

- (1). 基板にプライマを塗布し 90℃のオーブンで 10 分間ベーク。
- (2). 基板にポジレジスト MICROPOSIT を塗布、スピコートの条件は 500rpm×10sec +3000rpm×30sec であり、およそ 400nm の膜厚となる。
- (3). 90℃のオーブンで 30 分プリベーク
- (4). 紫外線露光装置で露光
- (5). 現像液 NMD-3 にて 12 秒現像、純水洗浄 2 回
- (6). 125℃のオーブンで 5 分間ポストベーク
- (7). ”メッキ工房”によって金メッキを行った。
- (8). アセトンによってレジストを剥離。

電極の厚さが十分でないとワイアボンディングのとき電極が剥離することがある。

第7項 研磨

InP 基板はそのままでは厚さが 350μm ありキャビティ長にあわせた正確なへきかいが困難である。このため研磨を行い基板の厚さを 100μm にしてある。

ウェハを研磨治具に固定するにはサリチル酸フェニルを用いた。

研磨には 6μ の研磨剤と金属の研磨板で荒削りして、2μ の研磨剤とフェルトによってミラーポリッシングして仕上げた。ミラーポリッシングをした方が信頼性の高いボンディングができる。

第8項 n 電極の作成

n 電極には Au250nm/Ti50nm を使用した。コンタクト層同様基板はヘビードープしてあるため金属の仕事間数差によるショットキー接合のおそれはないが、InP との密着性を考慮して Ti の薄膜をつけてある。電極は電子ビーム蒸着装置によって成膜した。

第9項 アニールング

アニールングにより金属と半導体や絶縁膜の界面で合金化が起こり密着性や注入効率などが向上する。アニールングは窒素雰囲気中 350 度で 2 分間行った。温度を 400℃以上に上げるとドーパント(特に Zn)の拡散が起こり pn 接合が壊れてしまったり、量子井戸の無秩序化などの恒久的破壊が起こることがある。

第10項 へき開

できた半導体レーザのリッジに対して垂直な方向からへき開をはじめた。キャビティ長を所望の長さにするため、マイクロメータでキャビティ長をはかり p 側レーザ電極に傷を入れた。そして、基板を裏返し傷の反対からメスの刃を当てへき開を行った。半導体レーザの SEM 写真を図 3-2 に示す。メッキで作られた p 電極は厚さ 1 μ m ほどであり表面がかなりでこぼこしていることがわかる。

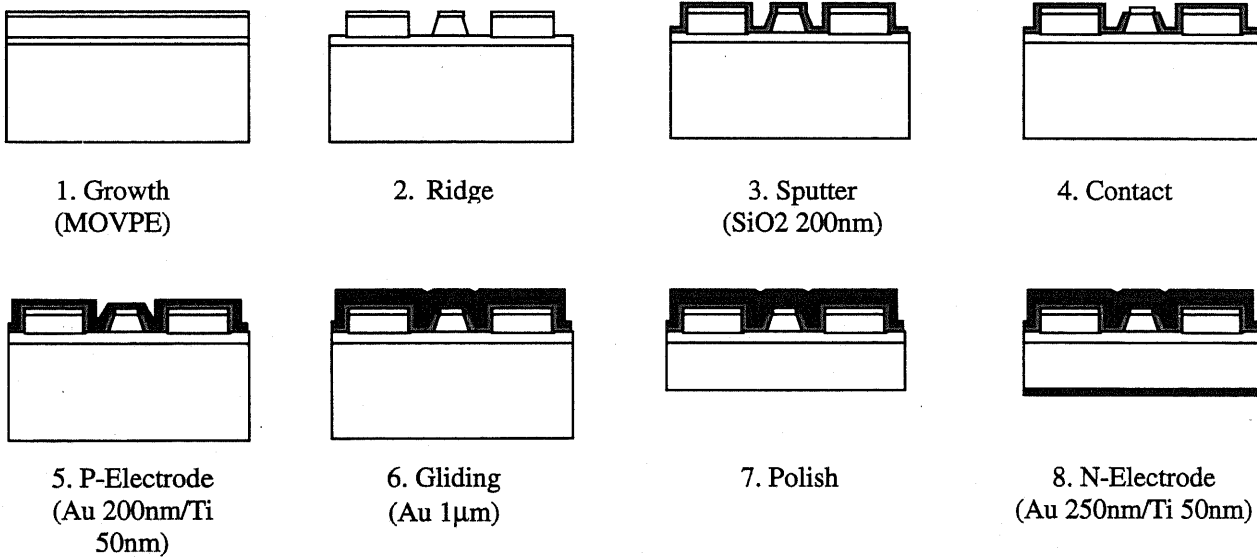


図 3-1. 半導体レーザの作成プロセス

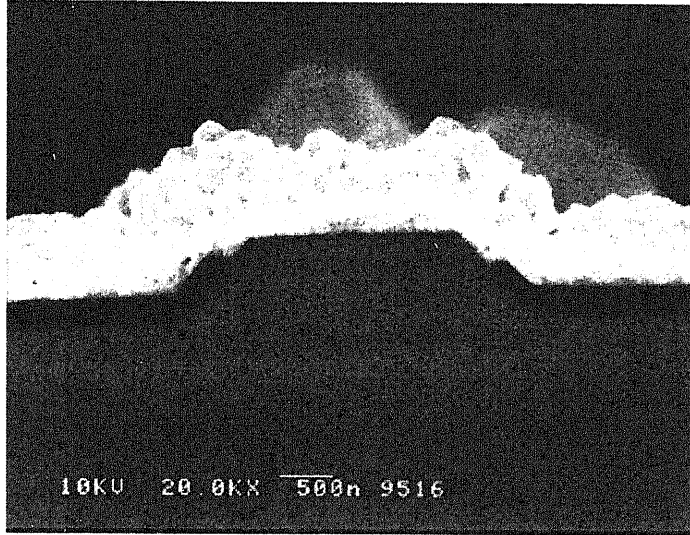


図 3-2. 半導体レーザの SEM 写真

第2節 光半導体デバイスとヒートシンクとの接合法の選択

第1項 何が必要なのか？

光半導体デバイスをヒートシンクあるいはサブマウントに接合する方法を考察するために必要な条件を考えてみると次のようになる。

最低限必要な条件

1. 温度が 350 度以内に収まること
2. 接合時の応力（熱応力、圧力）が半導体レーザの降伏応力を超えないこと
3. 光の窓を汚さないこと
4. 強度が十分にあること

望ましい条件

5. 残留応力が少ないこと
6. 経時変化（クリープ）が少ないこと
7. 環境を破壊しないこと

1 は InGaAsP 系光半導体デバイスが比較的低温で量子井戸混晶化（400℃）や不純物拡散（350℃）等によって素子劣化を引き起こすためである。2 に関しては InP 基板はもろいため、はんだであれば降温時の熱応力であるとか超音波接合であれば印加圧力などによって半導体レーザが直接破壊されることが多いことが理由となっている。3 は、フラックスの使用によりはんだ付け成功率の改善を行うことや洗浄によって電極表面の清浄化を行うことに制約ができることを意味している。これらの 1, 2, 3 の条件によってシリコン系電子デバイスより制約の多い接合法を強いられることになる。

第2項 接合法

著者の考えた接合方法を列挙すると次のようになる。

1. はんだ付け：融点の比較的低い金属あるいは合金によって複数の部材を接合する方法
2. 超音波接合：金やアルミニウムなどの柔らかい金属同士を接触させ超音波を印可することで間の隙間を追い出していき接合する方法
3. ダイレクトボンディング：フラットな表面に水などをつけておき加圧加熱し水分をなくすことで複数の部材を接合する方法、あるいはフラットな表面をイオンビームなどで活性化し加圧によって複数部材を接合する方法。水素によって結合している場合や分子間力である場合やイオン結合である場合など結合法は多種多様である。
4. 静圧接合：きわめてフラットで清浄な金属表面同士を接触させ加圧することで接合する方法
5. 接着剤：何らかの原因で硬化する樹脂や無機物によって複数の部材を接合する方法。有機物であれば熱によって架橋反応がおきるものや紫外線によって架橋反応が起きるものや圧力によって架橋反応が起きるものなど多種多様である。
6. 溶接：2種の部材の接合面を加熱し溶解させ接合する方法

各接合法の特徴と光半導体デバイスの接合としての適正を表にすると次のようになる。前節のような要求からはんだ付けと超音波接合とダイレクトボンディングが適切であると判断した。

接合法	特徴	適正
はんだ付け	低融点の金属を使用	適する クリープに注意
超音波接合	金やアルミ等の清浄表面同士に超音波印加	適する
ダイレクトボンディング		適する 装置が大掛かり
静圧接合	同種の金属 (Ti など) の清浄表面同士を接触加圧	?
接着剤	有機物や無機物の固体化	不適、 クリープが大きい 強度不足
溶接	接合面同士を加熱融解させる	不可、 デバイスが破損

表 3-1 : 各接合法の特徴

第3項 はんだ付け

はんだ付けはその簡便さから半導体チップとヒートシンクの接合に最も多く使われている方法である。はんだ材料に何を使うかは議論になるところだが、はんだ材料は融点の高い硬ろうと融点の低い軟ろうの大きく 2 つに分けられる。硬ろうの代表的な例としては Au-Sn、Au-Ge、Au-Si 等があげられ、軟ろうの代表的な例としては Pb-Sn、Sn、Sn-Cu-Bi、In 等があげられる。硬ろうは硬く安定なため接合に成功した見返りには高い信頼性や良好な熱伝導率が得られる。軟ろうはクリープを容易に引き起こしやすく強度的信頼性にかけるものはんだ付けの時の熱応力を抑えることができる。はんだを接合法として利用する最大の利点は研究室内の設備で比較的短期間に成膜ができることにある。

第4項 ダイレクトボンディング

ダイレクトボンディングは比較的新しい接合法である。旧来のダイレクトボンディングは高温 (500℃以上) に基板を置かなければならなかったため、熱に弱い InGaAsP 系の半導体デバイスには不向きとされていた。東工大のグループが InP 基板とガドリニウムガリウムガーネット基板を 150℃という低温で接合することに成功している。基板を純水に浸し水素雰囲気中で加熱加圧することによってボンディングを行っている。接合のメカニズムは純水の水素結合によるものだと説明されている。理由は基板表面の濡れ性がよいときにボンディングの成功率が高くなっているからだという。表面を親水性にするために彼らは基板表面を酸素プラズマで処理する工程を加えている。本研究でははんだ付けによるボンディングが成功をおさめたためこの手法はやっていないが、前述のように酸素プラズマによる処理を加えれば InP と Si の低温ダイレクトボンディングも成功するのではないだろうか。

第5項 超音波ボンディング

超音波ボンディングのメカニズムは次のように説明されている。

1. 同種の金属 (金、アルミニウムが多い) が接触している。表面粗さのため隙間が存在する。

2. 超音波を印可すると柔らかい金属同士の一部が一体化し始める。
 3. 超音波の印可を続けると隙間や酸化膜などの不純物が外に追い出されていく。
- この方法はわずかな発熱はあるが常温でできるため残留応力が少ない接合が実現できるうえ、金が 600℃まではクリープを起こさないことを考えると非常に魅力的な接合法である。実際に p 電極と金ワイアの接合にはもっぱら超音波接合が用いられている。

予備実験として半導体レーザチップを銅版に超音波接合する試みを行っている。半導体レーザチップの金電極はメッキによって金を 1 μ m 堆積させた。銅版の表面は鏡面研磨しニッケルを金拡散ブロックレイヤーとしてメッキしその上に金を 1 μ m メッキした。両者を超音波接合によってジャンクションダウンの形に接合させてみた。ほぼ全てのサンプルにおいて電氣的に接合できておりレーザ発振した。しかしピンセットでつまむと半数くらいのサンプルは壊れてしまった。

この理由は表面粗さが荒すぎたためと考えている。サンプル表面の電子顕微鏡写真からわかるようにメッキによって生成された金薄膜は金の結晶粒塊のでこぼこが激しい。接合面での隙間が多すぎたため、超音波による隙間の追い出しが不完全であったのではないかと考えている。また、実際にはもっと大きな半導体レーザのバーを使うことになる。このため超音波をかけるキャピラリの先端が十分平らでなければ半導体デバイスを破壊してしまうであろう。

第3節 はんだ付け材料の選択

第1項 はんだ材料選択の基準

はんだ材料としては表 3-2 のような材料がある。この中からどのはんだを使うかを選んだ基準をまとめると次の 2 点であった。

- 融点が 300℃を超えないできるだけ高い温度であること。
- 蒸着あるいはメッキによって容易に成膜できること。

InGaAsP 系半導体レーザでは 400 度以上にあげるとドーパントの拡散や量子井戸無秩序化が起こるためデバイスそのものに恒久的なダメージを与えることになりかねない。電極の合金化は 300℃以上でも進行するためできることなら 300℃以上に上げたくはない。一方で、金属は融点(絶対温度換算)の半分以上を超えるとクリープを引き起こす可能性が出てくる。この意味で摂氏 100 度での使用を前提とした場合融点 500 度以下のはんだ材料を使っている以上クリープの影響は避けられない。ただし、クリープの大きさは金属の相転移温度によってことなるため、100 度で使用しつづけてもクリープが少なく実用上問題ない合金もある。このような観点から融点が 200℃以上 300℃以下の錫と Au-Sn 系はんだと Ag-Sn 系はんだの 3 種類を比較検討することにする。

Solder	Melting Point (°C)	Thermal Conductivity (W/m \cdot °C)	E (GPa)	Yield Stress (MPa)
Hard Solder				
Au-20Sn	285	57.3	71	217
Au-12Ge	356	44.44		177
Au-3.6Si	370	27.2		207
Soft Solder				
Pb-63Sn	183	34.7	36.5	1.5
Sn	232	63	49.9	
Sn-3.5Ag	221			
In-48Sn	118			
In	157	76		
Sn-3.5Ag-0.75Cu	220			

表 3-2. 各種はんだ材料の特性

第2項 錫

すずは特異な物理的特性を持っている。Si や Ge の下にある 4 族のすずがなぜ金属なのだろうか？ 実は Sn の原子半径は Si や Ge と比べて大きいいため共有結合でありながら共有結合が極めて弱い状態にある。このため Conduction Band と Valence Band がくっついたような構造になり電気を流すようになる。(ある意味で Tight.Binding. が破綻したような状態である。) これが α Sn であり半金属とよばれる所以である。そして先ほども述べたが金属の β すずと言うものも存在する。このようにすずは半導体にちかい半金属の α Sn と金属にちかい β Sn の二状態を持っている。その相転移はまさに室温の 13 度で起こるため「すずペスト」ともよばれる厄介な現象である。

当研究室ではこれまではんだ材料に錫が使用されてきた。短期間の使用を目的とした研究では錫が酸化されやすいため扱いづらいつという欠点が目立ち、長期間の使用を考えると相転移やクリープと言った現象が目立つ。このため錫の使用は断念した。

第3項 Ag-Sn 系はんだ

図 3-3 の相図を見てわかるように Ag3%のときに融点が 221 度になる。図 3-4 のように β Ag-Sn は強固な Ag_3Sn が網の目状に張り巡らされた中に Sn 結晶粒界が抱え込まれたような構造になっている。この Ag_3Sn は Sn 結晶粒の転移を止めることができるためはんだの機械的な強度がいちぢるしく増すことになる。また、温度を上げててもこの Ag_3Sn は Sn 中に拡散しないため高温中でも安定した強度が得られるし、クリープも Pb-Sn はんだと比べると少ない。このような理由から一部の Si 系デバイスのはんだ付けに実用化されている。一般のデバイスでは Ag-Sn はんだをノズルから押し出すことで数十 μm のはんだボールをつくり、はんだボールを溶かしてはんだ付けしている。また、Bi を入れることではんだ付け温度を 180 度程度まで下げることができる。しかし Bi は合金をもろくしてしまうため信頼性の低下を招くと言われている。

このような優れた特性を持つ Ag-Sn はんだであるが、プロセス上の問題が生じてしまった。はんだ材料はヒートシンク状にメタライゼーションするときは蒸着によってつけるのであるが、合金は蒸発時の組成が安定しないため蒸着によって再現性よく合金をつけることはできない。また、Ag は Sn 中に拡散しないためマルチレイヤー化しておいてアニールしても Ag-Sn はんだはできにくい。このような理由からこの材料系は断念してしまった。

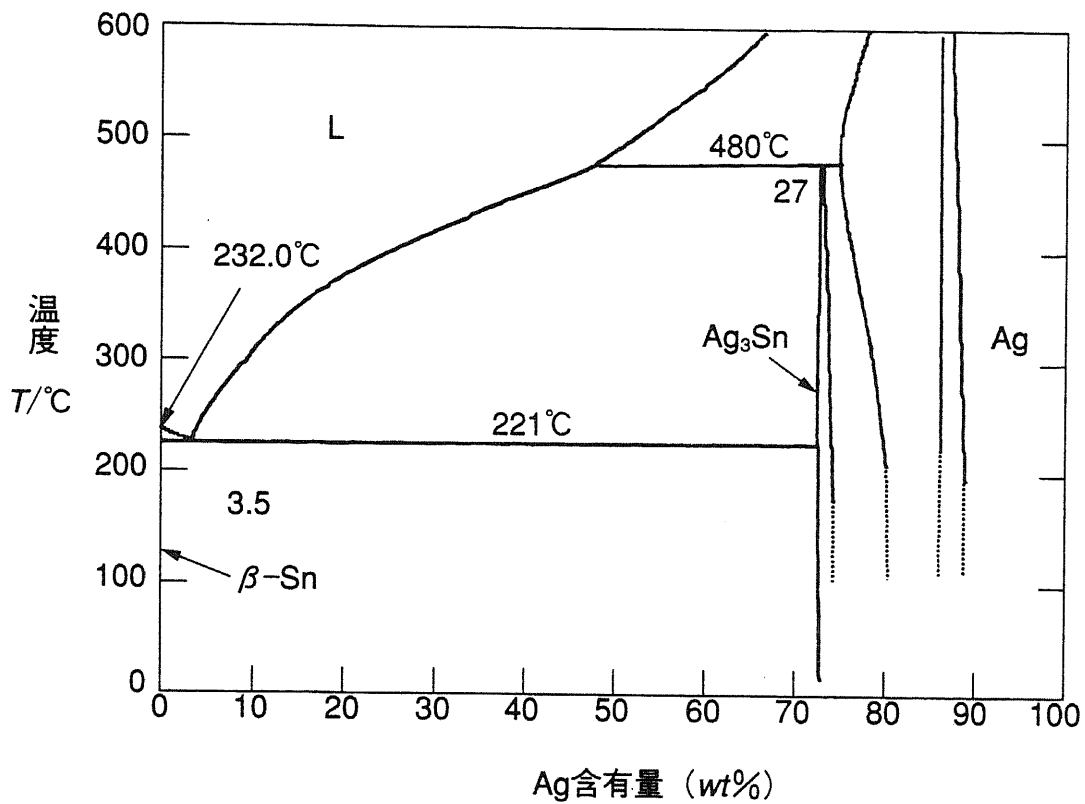


図 3-3. AgSn はんだの相図 (須賀唯知「鉛フリーはんだ」より)

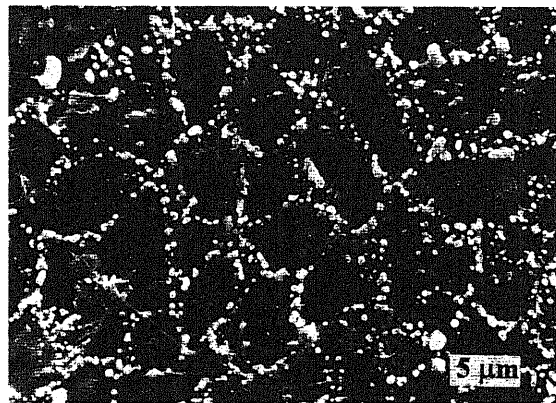


図 3-4. AgSn はんだの SEM 写真 (須賀唯知「鉛フリーはんだ」より)

第4項 Au-Sn はんだ

Au-Sn はんだは通信用半導体レーザーのはんだ材料として最も多く使われている材料である。硬ろうの中で最も融点が低いいため熱応力を軽減できる。その相図(図 3-5)は Vogel によってはじめて示され Hansen や岡本らによって修正された。ただし、Au の成分が多い部分の特性はいまだ不明確である。このような複雑な相図になる理由としては Au と Sn の原子の大きさにあまり差がないこと (Au1.59Å、Sn1.63Å) や価電子の多さに起因する中間体の多さ等が考えられている。

我々が最も興味を持つのは融点が最も低くなる Au80wt.%(重量%)の部分とその周辺の部分であろう。 ζ '相は六方最密充填構造であり、190度で相変化が起こり190度以上では急激にヤング率が減少する。また、195度で Au11wt.%の ζ '相は $\zeta \leftrightarrow [\zeta' + AuSn]$ のような相転移を起こす。このような理由から Au-Sn はんだの使用温度の上限は190度であると考えた方がよい。 ζ '相と隣り合う δ 相は Au:Sn=1:1 となっており、鈍い銀色で金やすずより硬くそしてもろい合金となる。309度で相転移を起こし、特に Sn の成分が多い場合、 $[L + \delta] \leftrightarrow \epsilon$ のような相転移を起こす。この ϵ 相は AuSn₂の合金であり、252度で隣り合う η 相と $[L + \epsilon] \leftrightarrow \eta$ のような相転移を起こす。 ϵ 相と η 相の物理的特性は興味がある人がいないせいばかりでよくわかっていない。この η 相は β Snとも217度で $L \leftrightarrow [\eta + \beta Sn]$ のような相転移をする。

金すずはんだは次のような特徴を持つ。

- 190度まで相転移が起こらないためクリープが少ないこと。
- 金や錫よりも強度が上がること。
- 大気中でも酸化されにくいこと。
- 当研究室の設備で製作できること。

以上のような理由から、本研究ではこの金すずはんだを採用した。

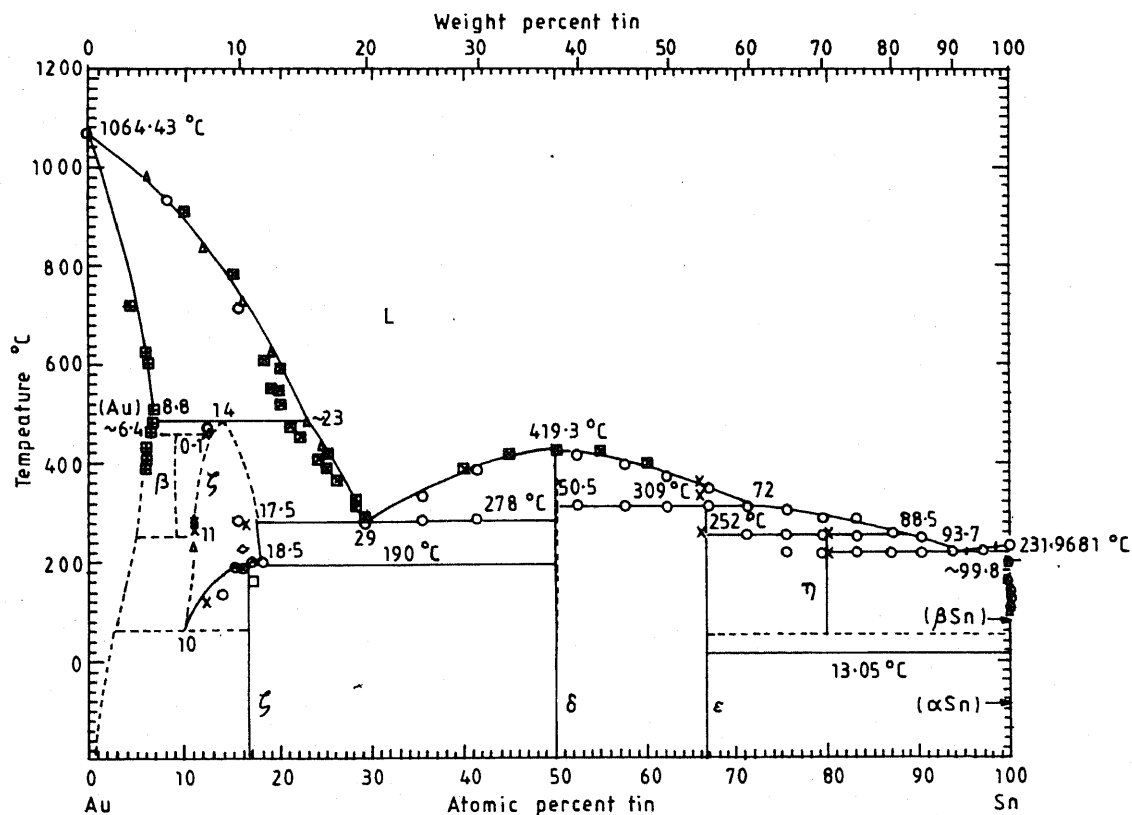


図 3-5. AuSn はんだの相図 (参考文献 1 より)

第4節 サブマウントと金錫合金はんだによるボンディング法

第1項 サブマウント材料の選択

ヒートシンク材料には熱伝導性に優れた銅やアルミなどの金属が使用される。しかし、金属と半導体材料は熱膨張係数が大きく異なるため、半導体チップを金属に直接はんだ付けすると半導体チップが熱応力で剥離あるいは破損してしまうことが多い。このため半導体チップを熱膨張係数の差が少ない別の基板に一度はんだ付けしてから、その基板全体をヒートシンク材料に取り付けることになる。このチップを取り付ける基板をサブマウントと呼ぶ。サブマウントとして選ばれる材料の性質には次のようなものがあげられる。

- 熱伝導率がよい。
- 熱膨張係数が半導体に近い、あるいは半導体とヒートシンク材料の間である。
- ときとしては、誘電損が小さいことが望まれる。

サブマウントとして使われる材料とその性質を APEENDIX-E にしめす。

この材料の中から選択することになるのであるが、BeO 基板は Be が廃棄不能な金属であることから断念、Al₂O₃ 基板は熱伝導率の低さから断念。実用化している通信用半導体レーザには AlN 基板が用いられているため AlN 基板は候補に残した。シリコン基板は入手が容易で性能がよいことから候補に残した。

第2項 はんだの下地となる金属膜

金錫はんだを直接シリコン基板に蒸着して加熱したところ、シリコン基板が金錫はんだをはじいてしまい薄膜の多くに穴が開いたようになってしまった (図 3-6)。これは金錫はんだはシリコン基板そのものとは密着性が悪いことが原因であるため、解決策としては下地に他の金属を蒸着してからその上に金錫半田を蒸着することにした。

下地となる金属に必要な条件は次の3つである。

1. シリコンと密着性がよい。
2. 金の拡散をブロックできる。
3. 金錫と密着性がよい。

これに加えて望ましい条件としては酸化しにくいことが挙げられる。1 から 3 まで全ての条件をかねそろえた金属を探すことは困難であるが、なにも単一の金属である必要はないため下地となる金属は複数の金属を多層膜として成膜することによって実現した。

1 の条件としては Ti が最も優れている。Ti は多くの金属と合金化しやすくセラミックなどの無機材料ともよい密着性を示す。

2 の条件は金錫はんだ独特の問題である。金は結晶粒塊が小さいため、常温で他の金属の結晶粒界の隙間に滑り込み拡散していつてしまう。信頼性を上げるためには金の拡散を防ぐことが必要である。金の拡散を防ぐ金属としては Pt もしくは Ni がよく使われる。Pt は半導体薄膜材料として Ni は装飾のメッキの下地としてよく使われておりどちらも実績のある金属である。Pt はスパッタ装置意外では蒸着が困難であり、Ni は研究室にあった電子銃蒸着装置で蒸着可能なことから Ni を多用した。文献によると Pt の方が金の拡散を受けやすく Ni のほうが Sn の拡散を受けやすいと言う。実際 Ti/Pt/Au の薄膜を 450℃ に加熱したところ Pt と Au が合金化してしまった (図 3-7)。両者とも試しているが Ni を使用したほうが安定であった。

3 の条件としては金の薄膜を最上部につけることにした。金は酸化防止膜としても働くため

好都合であるためである。

以上をまとめるとシリコンに近いほうからから、Ti(100nm)/Ni(100nm)/Au100(nm)、あるいは、Ti(100nm)/Pt(100nm)/Au100(nm)が下地となる金属膜となる。

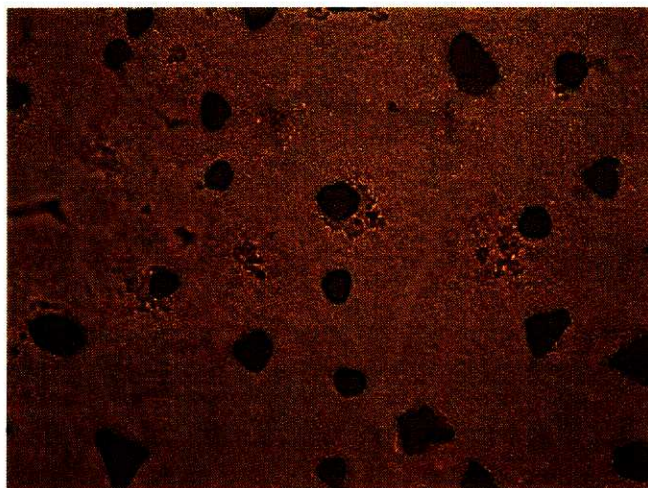


図 3-6. シリコン基板上に直接 AuSn はんだを蒸着したものをアニールした後の状態。

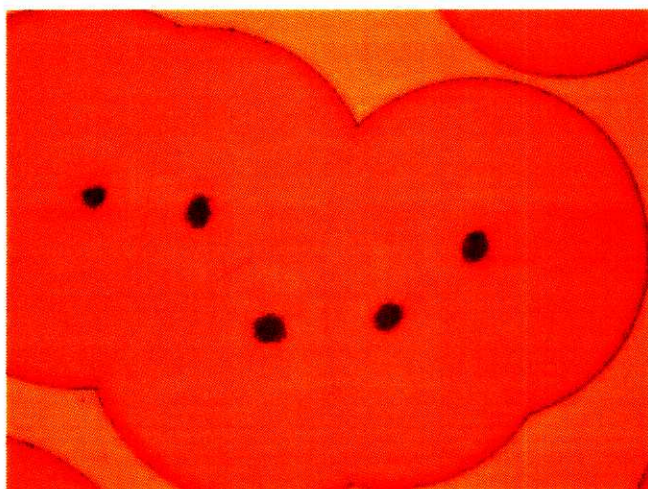


図 3-7. シリコン基板上に Ti(100nm)/Pt(100nm)/Au(100nm)を蒸着したものを 450°Cでアニールした後の状態。

第3項 金錫薄膜の成膜法

よく行われている金錫の薄膜の成膜法は 2 通りある。ひとつは金と錫の多層膜を成膜しておいてアニーリングする方法、もう一つは金錫合金を直接蒸着する方法である。論文をあたってみると多層膜を作っておいてアニールする方法をよく見る。実験をする前はわれわれはどちらの方法が優れているか決定的な理由がないため決めかねていた。そこで両者を実験して比較することにした。

比較前に断っておくと、われわれの研究室にある蒸着装置は電子銃蒸着装置と抵抗加熱蒸着装置である。電子銃蒸着装置は高真空 (1×10^{-7} Torr) に到達することと成膜レートの

制御が可能である利点があるがあまり厚膜の作成にむかないため、多層膜による成膜に使用した。抵抗加熱蒸着装置は真空度 (1×10^{-6} Torr) が悪いことや膜厚制御ができないという点で劣るものの厚膜の作成にむいているため、合金の金錫を直接蒸着するために使用することにした。

第4項 金と錫との多層膜による金錫はんだ成膜法

金錫多層膜による金錫はんだ成膜法の手順は次の通りである。

1. 金と錫の多層膜を蒸着する
2. アニールする
3. チップをはんだ付けし強度を調べる。

金錫の順番

金が先かすずが先かという話であるが、結論から言うと金が先にすべきである。これは金の拡散に関する特性から決まるものである。金は他の金属に比べて拡散が速い。古い仏像の金メッキが色あせるのも金が銅の中に拡散するためである。この秘密は金の結晶粒の大きさにあった。金の結晶粒はすずの結晶粒と比べるとすずの結晶粒は直径 1000-5000 Å であるのに対し金の結晶粒が直径 100-500 Å と小さい。このため金の結晶粒はすずの結晶粒のすきまに滑り込むようにして拡散する。この固体同士の拡散は常温でも起こるが温度を上げることで促進される。実際に Ti(50nm)/Au(300nm)/Sn(400nm)/Au(300nm) の多層膜を 240°C に 3 分間アニールしてみると金と錫の層が混合していることがわかる (図 3-8)。

ところで、蒸着などで違う金属の層を蒸着した場合上の層は下の層の影響を受けることになる。金を先に蒸着し次にすずを蒸着すると金の影響ですずの結晶粒は小さくなる。逆にすると金の結晶粒が大きくなる。当然すずの結晶粒が小さい方が隙間が大きく滑り込みによる拡散がよく起こるため金とすずはよく混ざることになる。実際に金を先に積んだほうが速く混晶化するという報告がある。□このような理由からマルチレイヤー構造は Au(600nm)/Sn(800nm)/Au(600nm) のようにすることにした。

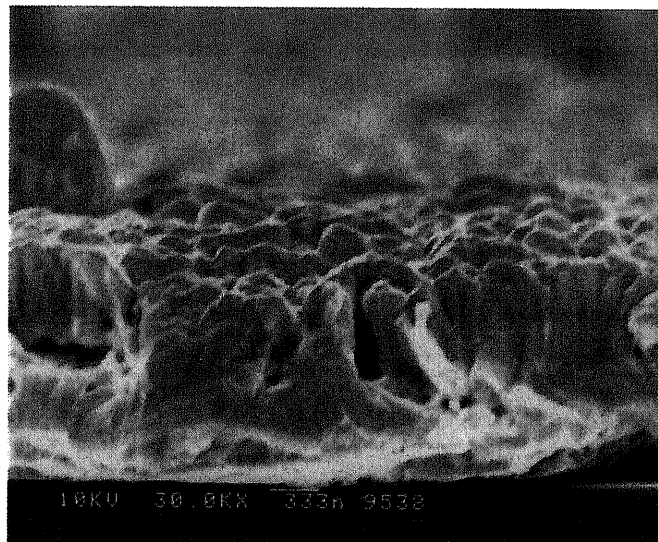


図 3-8. シリコン基板上に Ti(50nm)/Au(300nm)/Sn(400nm)/Au(300nm) を蒸着したものを 240°C で 3 分間アニールした後の状態。

アニール温度

金錫の相図は大変複雑に入り組んでいる上に、融点最小となる δ 金錫の相図上の範囲は大変狭い。金属同士がある相に転移した場合その付近の合金全体が同じ温度になるまで他の相に転移しない。これはアニール条件の間違いによって一部が δ 金錫になってしまうとその部分全体が 420°C にならないと 2 度と他の相に転移しないことを意味している。実際、金錫多層膜のアニールは加熱温度に対してものすごく繊細であった。

文献[4][5][6]によるとその加熱シーケンスは 310°C まで 5 分で加熱しさらに 8 分 310°C と 320°C との間に保ち室温に 20 分かけて戻すとなっている。しかし、実際にわれわれのサンプルで同様に加熱を行ったところ融点が 420°C の δ 金すずができてしまった。

そこでサンプルを 240°C に昇温した後 280°C から 290°C の間に保たれるように 10 分間保っておいたところ、融点が 280°C の δ 金錫ができた。(図 3-9) また、サンプルを 420°C に昇温し 420°C から 430°C の間に保っておいたところ δ 金錫の相と δ 金錫の相がまだらに混じった表面になった。(図 3-10)

以上のような実験から金錫の多層膜は 280°C から 290°C の間に保つことにより融点 280°C の δ 金錫ができることがわかった。

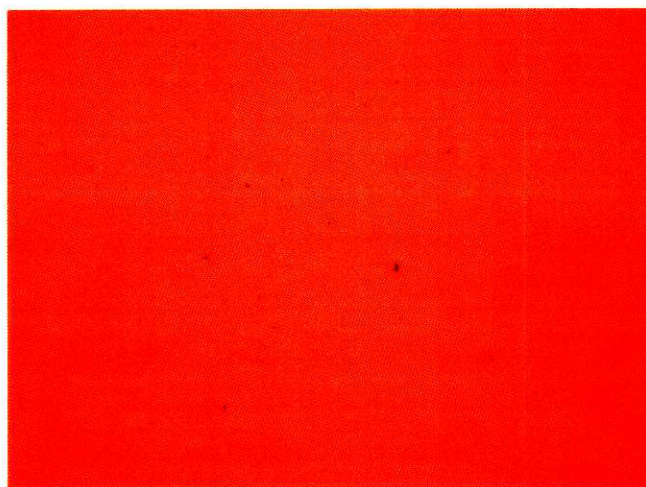


図 3-9. シリコン基板上に Ti(50nm)/Au(600nm)/Sn(800nm)/Au(600nm)を蒸着したものを 240°C に昇温した後 280°C から 290°C の間に保たれるように 10 分間保っておいたサンプルの表面状態。

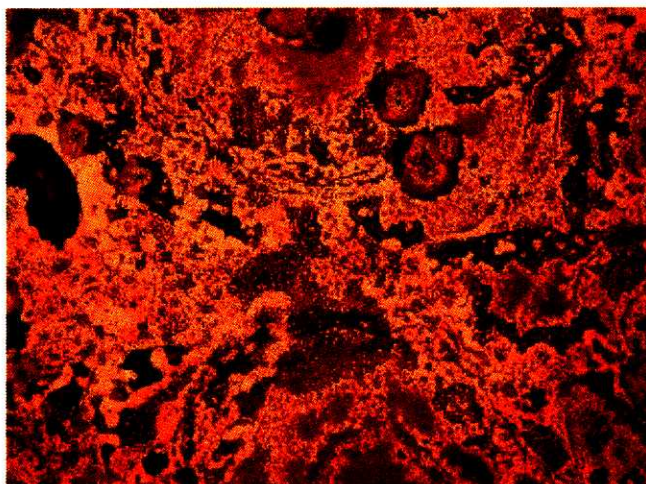


図 3-10. シリコン基板上に Ti(50nm)/Au(600nm)/Sn(800nm)/Au(600nm)を蒸着したものを 240℃に昇温した後 420℃に昇温し 420℃から 430℃の間に 10 分間保っておいたサンプルの表面状態。

アニールの雰囲気

アニール装置に通常流している雰囲気ガスは不活性ガスの窒素である。これに水素を混ぜることによって還元作用を持たせた還元ガス（以下フォーミングガスと呼ぶ）を使用することによって表面状態を改善することができた。ただし、フォーミングガスは 300℃の温度ではわずかな還元性しか示さないらしく、酸化した金錫はんだの表面を還元するほどの能力はなかった。(図 3-11)

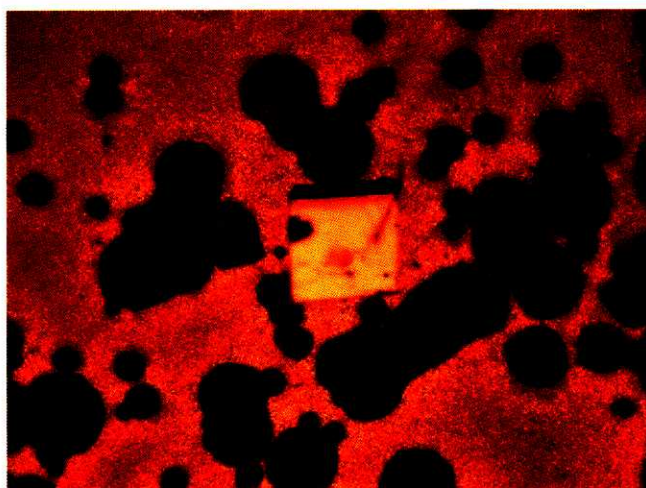


図 3-11. : Si 基板上に電子銃蒸着装置によって Ti(100nm)/Ni(100nm)/Au(100nm)を蒸着した後、抵抗加熱蒸着装置によって 6-8 μm の AuSn を直接蒸着していたが一度酸化してしまったサンプルを還元性のガスであるフォーミングガス雰囲気中で 290℃に加熱し還元を試みたもの。ところどころに酸化膜が残っていることからわかるように、フォーミングガスは酸化を防ぐには優れた力があるが酸化膜から酸素を取り除くほどの力はない。

まとめ

多層膜によって金錫はんだを作る方法をまとめる。

- Ti/Ni/Au/Sn/Au の順で成膜する。
- アニールシーケンスは、室温→240℃（3分）→280℃（10分）→室温とする。
- 雰囲気ガスは水素を混合したフォーミングガスが望ましい。

第5項 金錫薄膜の直接蒸着

金錫合金の抵抗加熱蒸着装置による蒸着は次の通りである。

抵抗加熱蒸着装置は金属（タングステン）のボートの上に蒸着する金属を載せ、真空中でボートに電流を流しそのジュール熱で金属を昇華させる構造になっている。合金を昇華させる場合には材料金属の沸点が異なるため成膜された膜の組成がソースと同じか不安であったが、できたはんだ膜の融点は変わらなかったため合金の組成は意外と保たれていた。

加熱の際には 30 秒電流を流して 5 分冷却を繰り返す。そうしないと輻射熱でサンプル表面が加熱されはんだ膜が酸化する。(図 3-12)これは使用している真空装置の真空到達度が 1×10^{-6} Torr と低く酸素が残っているためだと考えられる。酸化したはんだへデバイスを接合すると容易にはがれてしまうため酸化したはんだは使用できない。

また、一度に厚膜を蒸着しようとするすると表面が荒れてしまうことが多い。これを防ぐためには先ほど述べたような短時間蒸発させ冷却をするという操作を繰り返すとよい。このようにして製作に成功した金すずはんだの表面写真を図 3-13 にしめす。

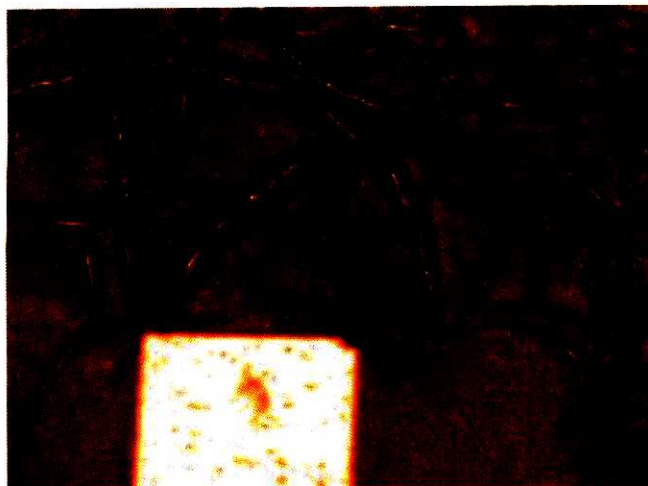


図 3-11: Si 基板の上に電子銃蒸着装置によって Ti(100nm)/Ni(100nm)/Au(100nm)を蒸着した後、抵抗加熱蒸着装置によって 6-8 μ m の AuSn を直接蒸着していたが酸化してしまったサンプル。抵抗加熱蒸着装置は輻射熱が大きく真空度が低い(1×10^{-6} Torr)ため残留酸素による酸化がおきてしまう場合がある。酸化したはんだにつけたデバイスは容易にはがれてしまう。下の四角は半導体レーザーである。



図 3-12: Si 基板上に電子銃蒸着装置によって Ti(100nm)/Ni(100nm)/Au(100nm)を蒸着した後、抵抗加熱蒸着装置によって 6-8 μm の AuSn を直接蒸着したサンプル。抵抗の過熱による輻射熱は図 3-11 のように AuSn を酸化させてしまう。酸化を防ぐためには 30 秒加熱を行い 5 分冷却を行う操作を繰り返す。

第6項 金錫はんだの膜厚

金錫はんだの膜厚について言えることは次の 2 つである。

1. サブマウントおよびデバイスの表面粗さが荒いと厚めの膜厚が必要である。
2. デバイスが大きいと厚めの膜厚が必要である。

1, 2 の条件とも表面の凹凸がはんだで満たされる必要があることから言えることであるが、両者の違いは表面粗さの周波数成分による。ここでは空間によって表面形状にフーリエ変換をかけ波数が大きいものを高周波成分とすることにする。言いかえると細かい範囲の表面粗さを高い周波数成分、広い範囲で見た表面粗さを低い周波数成分と呼ぶことにする。

1 の条件は表面粗さの高い周波数成分によるものである。われわれが通常表面荒さと呼んでいるのはこの高い周波数成分である。少なくとも表面荒さ以上の膜厚で半田を成膜すべきである。この観点からデバイス向けに市販されているシリコン基板は表面がミラーポリッシングされているため、薄いはんだ膜で接合できる。デバイスについてもミラーポリッシングが推奨される。

2 の条件は表面粗さの低い周波数成分によるものである。研磨した後のデバイスの膜厚を 1mm 間隔で測ると場所によって異なっていることがあるが、この影響で数 mm の大きなデバイスは位置によってデバイスの厚さが数 μm 違う。あるいは半導体の歪みの大きなダイテクタのようなデバイスは歪みのせいで基板がそることもある。これらはミラーポリッシングによっても改善されることはない。ミラーポリッシングは表面粗さの高周波成分を改善する手法だからである。

ミラーポリッシングされたシリコン基板を使った場合に必要な膜厚は経験的には 2mm 以下のデバイスでは 2-3 μm 、5 mm 以上のデバイスでは 5 μm 以上必要である。

今回のデバイスの大きさは長さ 6mm 幅 0.5mm であったが、6 μm のはんだ膜によって安定に接合できている。(図 3-13)

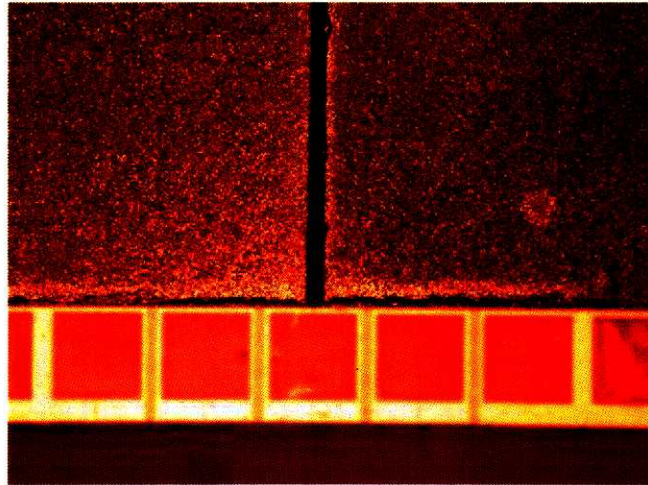


図 3-13. 半導体レーザダイオードのバーをサブマウント上にはんだ付けした状態。

第7項 どちらの方法が優れているか？

Au/Sn 多層膜による AuSn はんだ成膜法と AuSn の直接蒸着による成膜法の両方を比較した。Au/Sn 多層膜による AuSn はんだ成膜法はアニールのための加熱条件がクリティカルで失敗するとと金すずができることがあることや厚膜が作りにくいことから作成しにくい方法であった。

直接蒸着は 2 回蒸着をするため手間がかかるように見えるが、多層膜法は毎回丁寧にアニールをしなければならないので多層膜法の方がかえって面倒である。したがって、電子銃蒸着装置で下地金属を成膜し、抵抗加熱蒸着装置ではんだを成膜するほうが再現性よく優れた方法であると言える。

第8項 金錫はんだを蒸着したシリコンサブマウントの製作法のまとめ

ここでシリコンサブマウントの作成法をまとめると次のようになる。

- 1.シリコン基板の酸化膜除去、BHF で 5 分間、純水洗浄 3 回
- 2.厚さ $400\mu\text{m}$ の Si 基板の上に Ti/Ni/Au を EB 蒸着で蒸着（膜厚は各 100nm ）
- 3.厚さ $6\sim 8\mu\text{m}$ の AuSn を抵抗加熱蒸着装置で蒸着

第5節 この章のまとめ

- $1.55\mu\text{m}$ 量子井戸半導体レーザを作成した。
活性層は 5 層の InGaAsP 量子井戸であり、バリアは格子整合バンドギャップ $1.25\mu\text{m}$ の InGaAsP であり、ウェルは量子井戸幅 10nm で 0.8% 圧縮歪みをいれた InGaAsP である。
リッジ幅 $2\mu\text{m}$ リッジ高さ $1\mu\text{m}$ 、キャビティ長 $500\mu\text{m}$ である。
- サブマウントとしてはシリコンを選択した。
- 金すずはんだによる接合法を確立した。
- 厚さは $6\sim 8\mu\text{m}$ が最適であり、下地には各 100nm の厚さの Au/Ni/Ti を私用するとよ

い事がわかった。

[参考文献]

- 1) Goran S, Matijasevic, Chin C. Lee, and Chen Y. Wang, "Au-Sn alloy phase diagram and properties relates to its use as a bonding medium", Thin Solid Films, pp.276-287, 1993
- 2) Stefan Weiss, Eberhard Kaulfersch, Manfred Toefer, Rolf Aschenbrenner, Bernd Michel, Herbert Reichel, "Design and Technological Realization of Reliable Packaging Concept for High Power Laser Bars", Proc. Electronic Components and Technology Cnference, pp1395-1401, 1996
- 3) B. Chandran, W. F. Schmidt, M. H. Gordon, "A Novel Bonding Technique to Bond CTE Mismatched Devices", Proc. Electronic Components and Technology Cnference, pp.1151-pp1158, 1996
- 4) A. Katz, C. H. Lee and K.L. Tai, "Advanced metallization schemes for bonding of InP-based laser devices to CVD-diamond heatsinks", Mechanical Chemistry and Physics, Vol.37, pp303-328, 1994
- 5) A. Katz, CK. W. Wang, F. A. Baiocchi, W. C. Dautremont-Smith, E. Lane, H. S. Luftman, R. R. Varma, H. Curnan, "Ti/Pt/Au-Sn metallization scheme for bonding of InP-based laser diodes to chemical vapor deposited diamond submounts", Material Chemistry and Physics, Vol.33, pp.281-288, 1993
- 6) Stefan Weiss, Elke Zakel, and Herbert Reichl, "Mounting of High Power Laser Diodes on Diamond Heatsinks", IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology, Part. A, Vol.19, pp.46-53,1996
- 7) C H Lee, K L Tai, D D Bacon, C Doherty, A Katz, T M Wong and E Lane, "Bonding of InP laser diodes by Au-Sn solder and tungsten-based barrier metallization schemes", Semicond. Sci. technol. Vol.9, pp379-386, 1994
- 8) Chin C. Lee, Chen Y. Wang, Goran Matijasevic, "Advances in Bonding Technology for Electronic Packaging", Journal of Electronic Packaging, Vol. 115, pp201-207, 1993
- 9) Nobutatsu Koshoubu, Suzuko Ishikawa, Hideki Tsunetsugu, and Hideyuki Takehara, "Advanced Flip Chip Bonding Techniques Using Transferred Microsolder Bumps", IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology, Vol.23, pp.399-404, 2000
- 10) William W. So and Chin C. Lee, "Fluxless Process of Fabricating In-Au Joints on Copper Substrates", IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology, Vol. 23, pp.377-381, 2000

第4章 半導体レーザーの温度特性を 改善するヒートシンクの実現

この章では半導体レーザーに熱歪みをかけるヒートシンクを作成し実際に温度補償を行うことを試みる。第1節ではヒートシンクの構造を示し、第2節ではヒートシンクの作成法を述べる。第3節ではヒートシンクの性能評価を行い、第4節で結果に対する考察を行う。第5節はこの章のまとめである。

第1節 ヒートシンクの構造

第1項 負の熱膨張係数

前節の計算で温度上昇とともに1軸圧縮歪を半導体レーザに与えることで発振波長と発振しきいちを同時に補償させることができる事がわかった。しかし、世の中のほとんどの物質は温度が上がると長さは伸びる、これを正の熱膨張係数という。われわれは熱膨張係数の違う物質を巧妙に組み合わせることによって、温度が上がったとき長さがちぢむような負の熱膨張係数実現するというアイデアを考案した。

具体的な構造は図4-1のようになっていて、温度上昇とともに半導体レーザが湾曲し活性層に圧縮応力がかかる構造になっている。

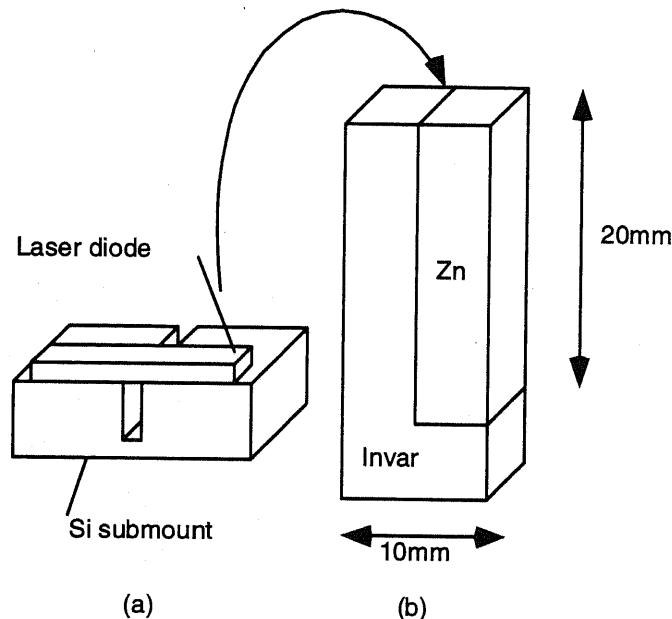


図4-1. 温度特性補償ヒートシンクの構造

第2項 材料の選択

主要な材料の熱膨張係数とヤング率と熱伝導率は APPENDIX-E のとおりである。熱膨張係数の小さい物質としてはインバーを選択した。鉄とニッケルを主成分とするこの金属は熱膨張係数が $1.1 \text{ (ppm/}^\circ\text{C)}$ と小さいうえ比較的安価に手に入る金属である。展性が比較的高いためプレスなどの加工も可能である。しかし熱伝導率はよくないことに注意しなければならない。

熱膨張係数の高い金属としては亜鉛を選択した。熱膨張係数が $30 \text{ (ppm/}^\circ\text{C)}$ と高いうえヤング率が 105 kN/mm^2 と比較的硬い。通常、熱膨張係数の高い物質は剛性が低くなる。これは原子の格子間隔が変化したときのポテンシャル変化がゆるい物質が剛性の低い物質であり同時に熱膨張係数の高い物質であることを意味しているからである。この点で亜鉛は特異な材料である。また、亜鉛は熱伝導率が比較的優れているため熱を逃がす経路が亜鉛になるような設計をすることが望ましい。

第3項 サブマウントによるひずみ増幅

温度補償に必要な歪は数十 ppm のオーダーであり通常の物質の熱膨張係数より大きい。そこで歪量を増幅する機構をサブマウントに付加した。それは、サブマウントに溝を掘り溝の上に半導体レーザーの活性層がくるようにすることで応力集中を起こさせ大きな歪を与えることである。応力集中の例はガラスに傷を入れると軽い力で傷のところではじめることがあげられる。

数式的には次のように説明される。サブマウントとリッジをあわせた断面積を A_s とし、ヒートシンクの応力を与える機構の断面積を A_h とする。

$$\sigma_s = \frac{F}{A_s}$$

$$\sigma_h = \frac{F}{A_h}$$

したがって、

$$\sigma_s = \frac{A_h}{A_s} \sigma_h$$

となるため、断面積の比がそのまま応力の比となる。

第4項 シアノアクリレート接着剤の使用法

接着剤は硬化反応時に体積が収縮して安定するまで時間がかかる。瞬間接着剤と呼ばれるシアノアクリレート系接着剤も同様の挙動を示す。図 4-2 はアルミの板にシアノアクリレート系接着剤によって歪ゲージを貼り付けた直後から歪ゲージの示す歪の変化量を計測したものである。アルミ板は一定温度に保ってあるためここで見られる値の変化は全てシアノアクリレート系接着剤のしめす硬化収縮反応の歪である。これを見るとわかるようにシアノアクリレート系接着剤は硬化後 2 時間は硬化収縮を起こしている。再現性のある実験をしたいならば少なくとも 2 時間以上、できるなら 24 時間は硬化させるべきである。

また、シアノアクリレート系接着剤はエージングと呼ばれる処理を必要とする。エージングは 100 度で 2 時間ほど加熱することでできる。これによって接着剤内の未硬化成分を揮発硬化させ完全に接着剤を安定化させる。

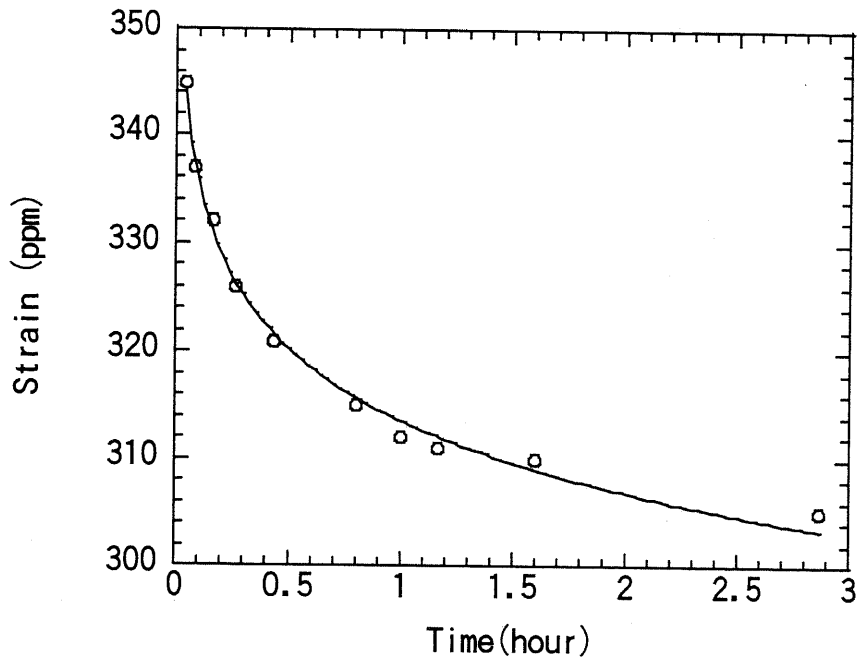


図 4-2. シアノアクリレート系接着剤のクリープ

第5項 ヒートシンクの構造

ヒートシンクの構造を図 4-1 に示す。図 4-1(a)のようなシリコン製のサブマウントに Au(80wt.%)Sn はんだによっていったん半導体レーザを実装した。サブマウント材料にシリコンを選んだ理由は、

- シリコンの熱膨張係数(4.2 ppm/°C)が InP の熱膨張係数(4.5 ppm/°C)に近い。
- シリコンの熱伝導率が比較的よい。(151 W/m·K)
- 安価で入手しやすい。

等の理由による。

サブマウント上には電子銃蒸着装置によって Ti(100nm)/Ni(100nm)/Au(100nm)の薄膜を蒸着しておき、その上に抵抗加熱蒸着装置によって Au-Sn はんだを 6-8 μ m 蒸着した。サブマウントには幅 50 μ m の溝が入っており、この溝によって応力集中がおこり半導体レーザに大きな熱歪みを与えるようになっている。

サブマウントとヒートシンクの接合はシアノアクリレート接着剤でおこなった。シアノアクリレート系接着剤は接着開始後一時間に 100ppm 程度の硬化収縮を起こしているため、接着直後に実験を行うべきではない。実験の再現性を得るために接着後 24 時間経過させさらに 100°C で 2 時間加熱してシアノアクリレート系接着剤の硬化を待った。シアノアクリレート系接着剤の降伏応力やヤング率は硬化条件によってばらつくため不確実であるし、120°C までしか使用が補償されていない。それでもシアノアクリレート系接着剤を使用したのは歪みゲージの固定に長い間使われているため接合のノウハウがわかっていたためである。

第2節 半導体レーザーの温度特性を補償するヒートシンクの作成

半導体レーザーは前述のような方法で作成した。半導体レーザーは 9 つの半導体レーザーが並んだバーの状態で使用した。

- 1.半導体レーザーのバーをシリコンサブマウントの上に載せてはんだ付けした。このとき顕微鏡で観察しながらレーザーのリッジがサブマウントの溝の上にくるように半導体レーザーを位置あわせした。はんだ付け温度は 320℃であり 320℃に達したあと数秒間加熱し全体の半田が一様に融解するのを待った。全体の半田が一様に融解した直後加熱を止め自然冷却で 100℃になるまで冷却した。
- 2.電極をサブマウント上にシアノアクリレート系接着剤で接着し、半導体レーザーの P 電極とサブマウント上の電極を金のワイヤによって超音波でボンディングした。ここで一度比較のための測定を行った。測定手法は後述。
- 3.温度補償ヒートシンクにシアノアクリレート系接着剤 (CC33A) で固定し 24 時間硬化させた。シアノアクリレート系接着剤は“瞬間”では固まらない。接着してから数時間は硬化収縮しているので再現性の必要な測定を行うため 24 時間放置することが望ましい。
- 4.シアノアクリレート接着剤の未硬化成分を完全硬化させるためエージングを行った。具体的な手法は 100℃で 2 時間加熱することである。

第3節 半導体レーザーの温度特性を補償するヒートシンクの性能測定

第1項 実験の目的

半導体レーザーに熱応力をかけ半導体レーザーの温度特性を保証するヒートシンクの作成と評価

第2項 実験方法

- 発振波長の測定

テーパーファイバによって半導体レーザーの出力を取り出し、スペクトラムアナライザ (安藤、AQ6315B) によって半導体レーザーの発振波長を測定した。

- しきい値の測定

電流源は ILX3811 を用いた。電流源はパルスと CW のどちらの出力も発生できる。光出力の測定はパワーメータ (MA93 安藤) を用いて行った。パワーメータは直径 10mm の Ge デテクタである。実験に用いたパワーメータはパルス電源の周波数に対して応答できない。このためパルスのときは出力の平均値を計測していることになる。

第3項 実験結果

- 発振波長の温度特性

半導体レーザーを Si サブマウント上に実装したときの発振波長の温度依存性と同一レーザー

をサブマウントごと温度補償ヒートシンクに実装した時の発振波長の温度依存性とを比較したものを図 4-3 に示す。図 4-3 は CW 発振の条件での測定である。Si サブマウント上では 20℃から 60℃の+40℃の温度変化で+26.0nm 発振波長がシフトしている。温度補償ヒートシンクを使った場合は 20℃から 60℃の+40℃の温度変化で+11.8nm 発振波長がシフトしている。温度補償をかけた半導体レーザの発振波長に不連続点があるのは、利得変化と屈折率変化がかみ合わなかったために起こるモードホップとよばれる現象である。CW 発振の条件で半導体レーザを Si サブマウント上に実装したときの発振スペクトルを図 4-4(a)に、同じレーザをサブマウントごと温度補償ヒートシンクに実装した時の発振スペクトルを図 4-4(b)に示す。

CW 発振では自己発熱による発振波長の長波化と発振しきい値の上昇による発振波長の短波長化が起こり、純粋な歪みによる温度補償効果が観測できない。われわれはパルス発振での発振波長の温度依存性も測定した。その結果を図 4-5 に示す。Si サブマウント上では 20℃から 60℃の+40℃の温度変化で、+20.9nm 発振波長がシフトしている。温度補償ヒートシンクを使った場合は 20℃から 60℃の+40℃の温度変化で、+14.5nm 発振波長がシフトしている。

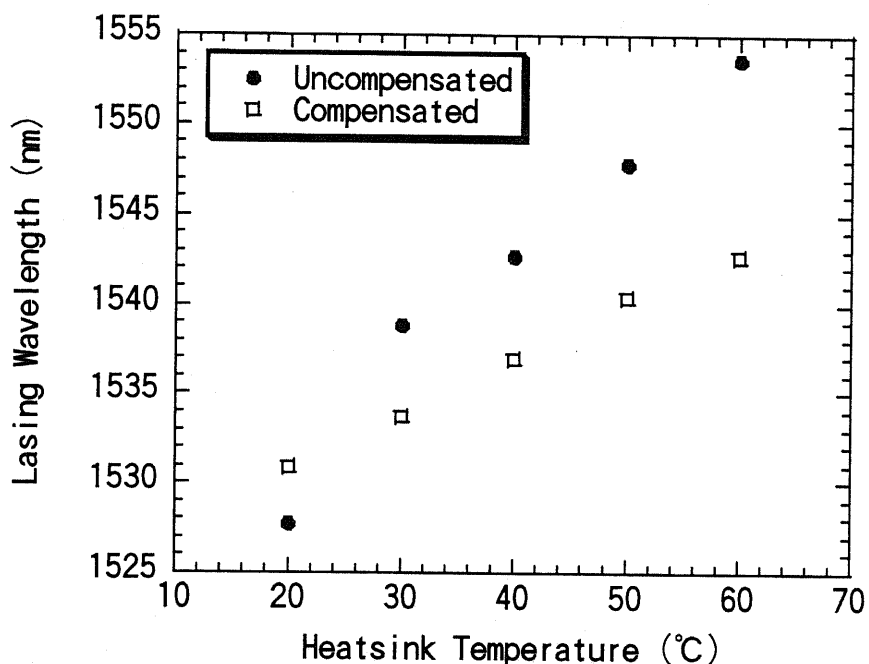
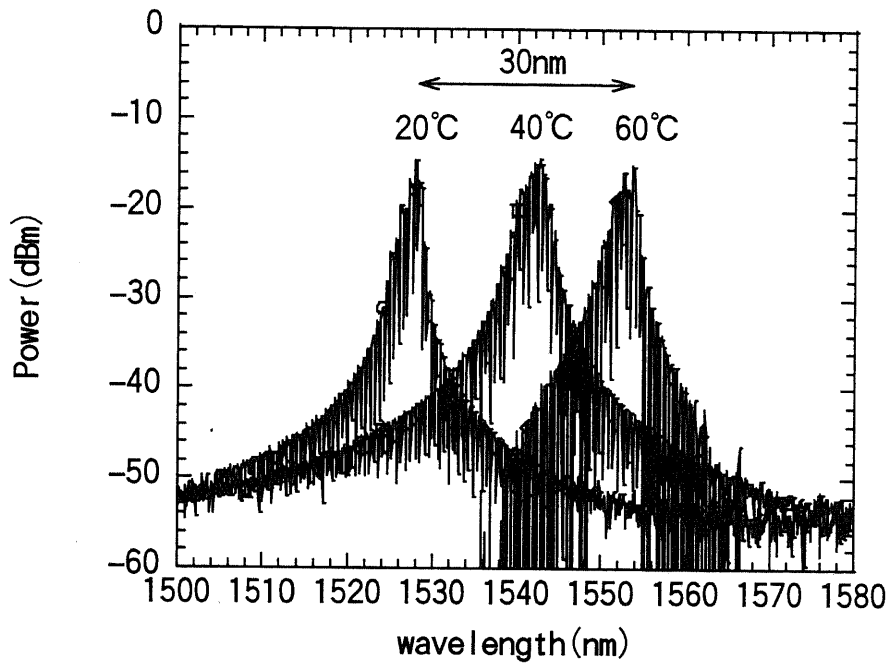


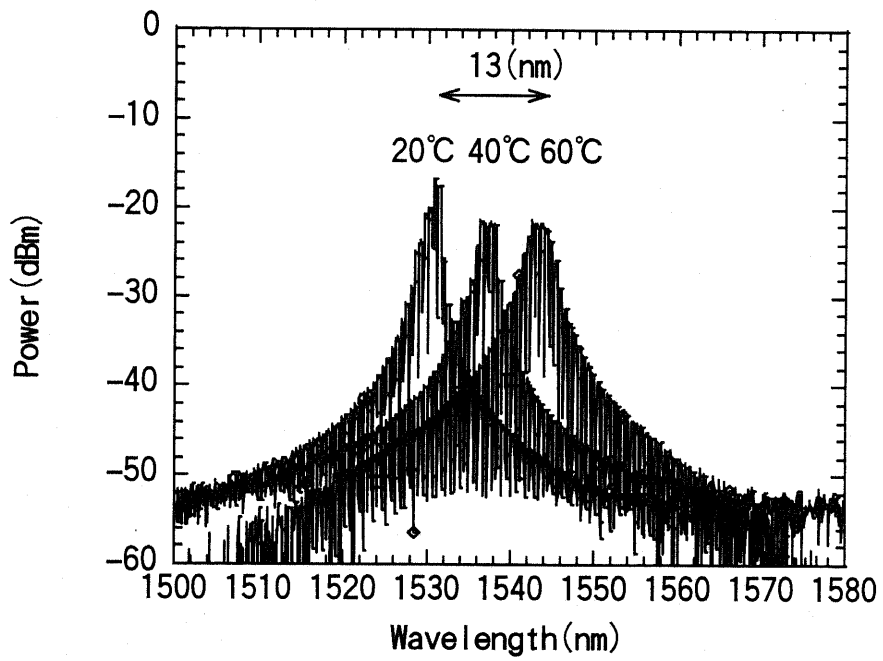
図 4-3. 半導体レーザの発振波長の温度依存性。シリコンサブマウントのみ使用した場合と温度補償ヒートシンクを使用した場合での発振波長の温度依存性を比較したもの。測定は CW 発振で行っている。測定は出力 1mW 一定となるような条件で測定した（電流値は表 2 参照）。

温度	電流(mA)	
	補償なし	補償後
20	41	42
30	48	44
40	57	49
50	70	55
60	92	63

表 4-2. 半導体レーザの光出力が 1mW となった電流値



(a)



(b)

図 4-4. 半導体レーザのスペクトルの温度依存性。(a)温度補償なし(b)温度補償あり

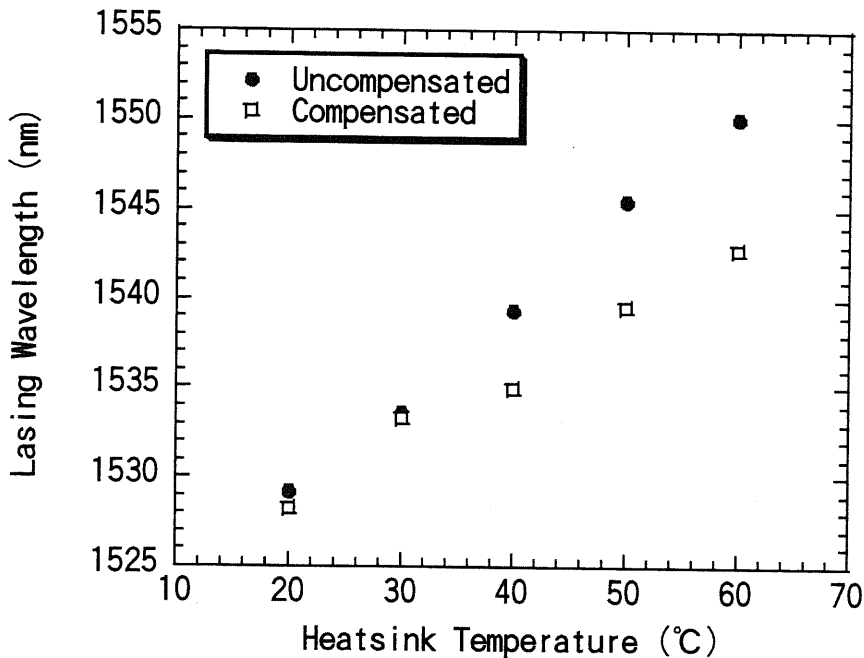


図 4-5. 温度補償ヒートシンクを使用した場合での発振波長の温度依存性を比較したもの。電流注入はパルスで行っているため CW 発振のときと違い自己発熱の影響を避けている。このため純粋な温度補償ヒートシンクの効果が見られている。測定は平均出力 $1\mu\text{W}$ 一定となるような条件で測定した。(電流値は表 3 参照)

温度	電流	
	補償なし	補償後
20	41	40
30	47	42
40	54	44
50	63	48
60	76	53
70	95	61

表 4-3. 半導体レーザーの光出力が平均 $1\mu\text{W}$ となった電流値

● 発振しきい値の温度特性

半導体レーザーをサブマウント上に実装したときの CW 発振の条件での電流-光出力の温度依存性を図 4-6(a)に、同じレーザーをサブマウントごと温度補償ヒートシンクに実装した時の電流-光出力の温度依存性を図 4-6(b)に示す。そして、発振しきい値の温度依存性を対数グラフにしたものを図 4-7(a)に示す。サブマウント上での半導体レーザーの発振しきい値の特性温度は 44.9 であり、温度補償ヒートシンクを使用した場合の特性温度は 80.5 である。CW 発振しきい値の特性温度が 80% 向上している。

自己発熱の影響を除くためパルス発振で計測した発振しきい値の温度依存性を図 4-7(b)に示す。サブマウント上での半導体レーザーの発振しきい値の特性温度は 60.8 であり、温度補償をかけた後では特性温度は 99.8 となっている。パルス発振しきい値の特性温度が 64% 向上している。

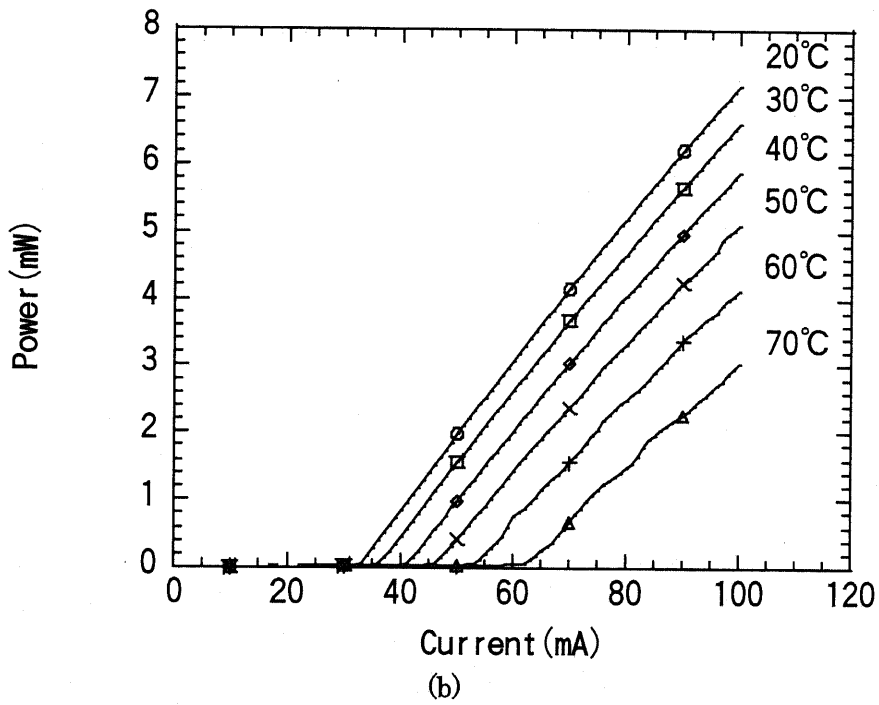
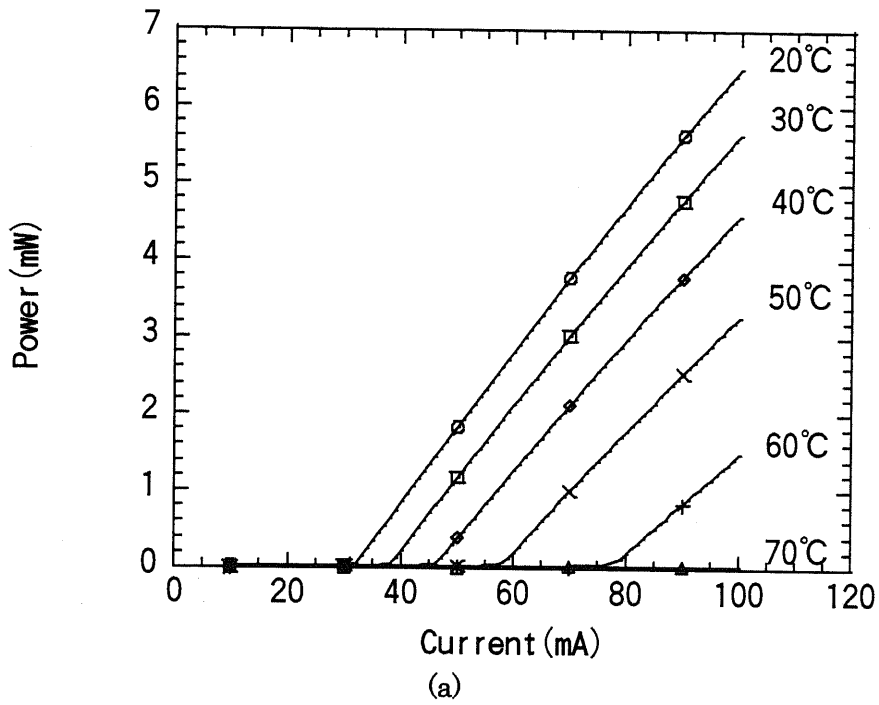


図 4-6. 半導体レーザの電流-出力特性の温度依存性。それぞれ、(a)はシリコンサブマウントのみ使用した場合、(b)は温度補償ヒートシンクに実装した場合のもので電流注入はCW。

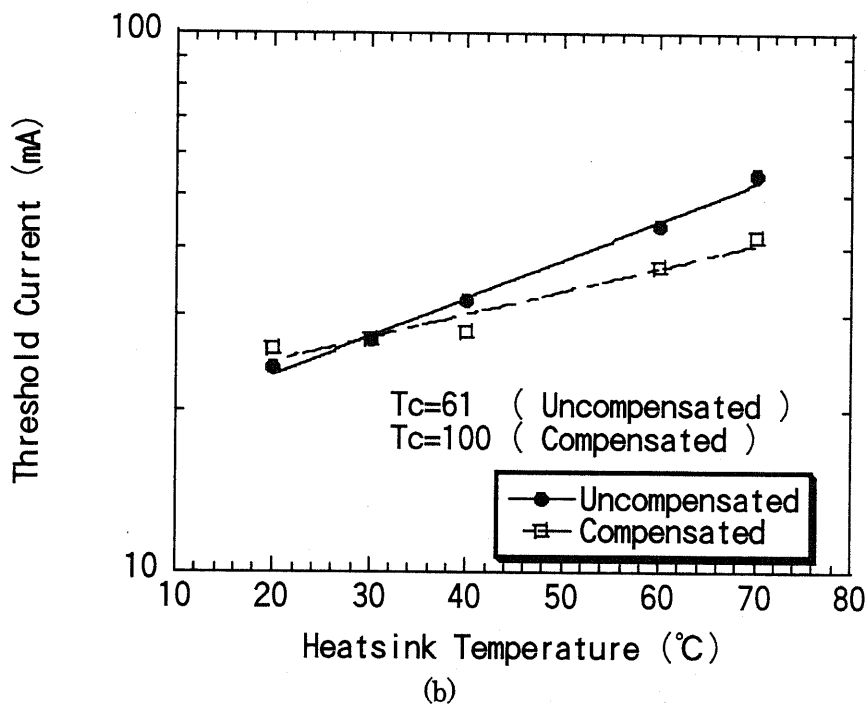
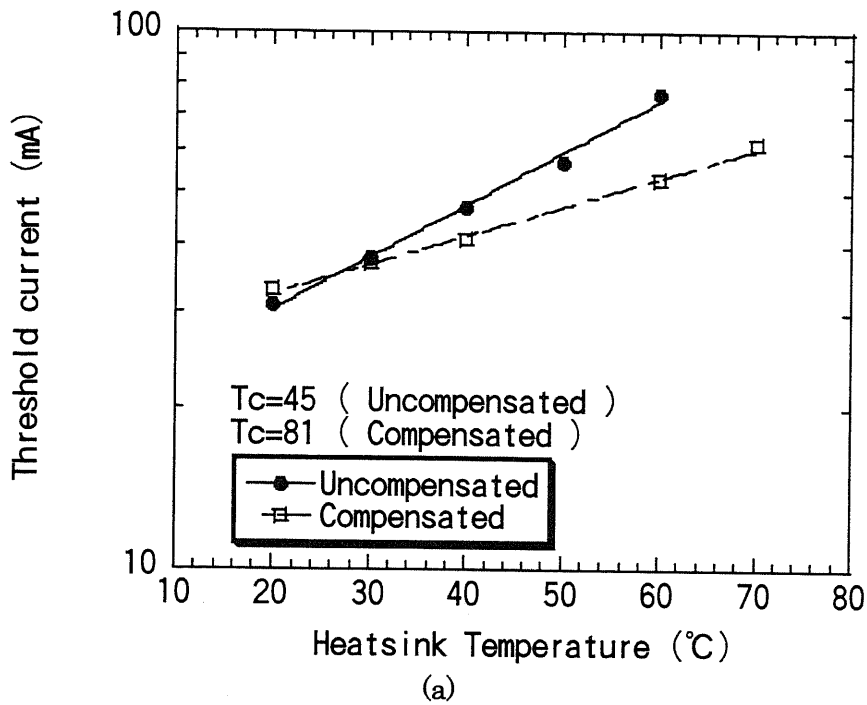


図 4-7. 半導体レーザの発振しきいを温度の関数として片対数軸にプロットしたもの。
(a)は CW 発振の場合であり、(b)はパルス発振の場合である。発振しきい値の特性温度 T_c は
 $I_{th} = I_0 \exp(T/T_c)$ と定義される。

第4節 考察

前章での実験同様に温度特性改善ヒートシンクは半導体レーザの発振しきい値と発振波長の温度特性を改善することができた。パルス電流注入時の特性改善量と CW 電流注入時の特性改善量に違いがある理由は、サブマウント自体がヒートシンクに接着されているか否かによると考えられる。CW 発振では半導体レーザの自己発熱の影響が無視できないため、放熱能力のあるヒートシンクに実装するだけで温度特性がよくなるのは当然である。一方、パルス発振はデューティ比 1/1000 であるため自己発熱の影響は無視できる。こういう意味で純粋な改善量を表わしているのはパルス発振のほうである。また、CW 発振の条件の方が補償前後で特性温度や発振波長のドリフト量が減っていて改善率が高く見えるのは CW 発振のほうが発熱の放熱のご利益をこうむるからである。以上のような議論をまとめると、技術的に純粋な改善率を知りたいならパルス発振での改善率で議論するべきであり、応用的な知見からすると CW 発振での改善率で議論するべきである。

微分量子効率の温度変化補償

微分量子効率は次のような式であらわせる。

$$\eta d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}$$
$$\alpha_i = (1 - \Gamma)\alpha_c + \Gamma(\alpha_0 + \beta N_{th})$$
$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_f R_b}} \right)$$

この式から内部損失が減少すれば微分量子効率が改善できることになる。

前述のように 1.3 μm 帯半導体レーザや 1.55 μm 帯半導体レーザでは内部損失の原因はバンド間遷移やオージェ遷移が大きな原因となっているため、圧縮歪みの増加でサブバンド間のエネルギー差を広げればバンド間遷移やオージェ遷移を減らすことができ微分量子効率を改善できることになる。このような理由から温度上昇とともに圧縮歪みを増やしていくと、微分量子効率の温度変化を改善できたとかんがえられる。

第5節 この章のまとめ

温度補償ヒートシンクを用いることによって 20 $^{\circ}\text{C}$ から 60 $^{\circ}\text{C}$ の温度範囲内において、

- 発振波長の温度ドリフトを CW 発振では 26.0nm から 11.8nm へ 55% 抑えることに成功し、パルス発振では 20.9 nm から 14.5 nm へ 31% 抑えることできた。
- CW 発振しきい値の特性温度が 44.9 から 80.5 へと 80% 改善し、パルス発振しきい値の特性温度が 60.8 から 99.8 へと 64% 改善した。
- この温度範囲ではレーザの破損は見られなかった。

【参考文献】

- 1) Daniel A. Cohen, Mark E. Heimbuch, and Larry A. Coldren, "Reduced temperature sensitivity of the wavelength of adiode laser in a stress-engineered hydrostatic packages", A.P.L., Vol.69, pp.455-457, 1996
- 2) Daniel A. Cohen and Larry A. Coldren, "Passive Temperature Compensation of Uncooled GaInAsP-InP Diode Lasers Using Thermal Stress", J. of Selected Topics in Quantum Electrons, Vol.3, pp.649-658, 1997

第5章 研究結果を改善するための 提案

本研究では生産性や実用性と言った観点でも優れた温度特性を改善するヒートシンクを実現した。しかし、完全な温度特性補償が実現できていないことなど研究の余地が残されている。

第 1 項では半導体レーザやサブマウントの実装法について改善した方がよいところを述べる。第 2 項では新たな温度特性補償ヒートシンクを提案する。本研究で使われていた半導体レーザは一般の半導体レーザよりも温度特性の悪いものであった。そこで、第 3 項ではどのようにしたら半導体レーザ自体の性能が上がるかその構造を提案する。

第1節 実装法についての提案

第1項 接着剤をつけるデザイン

接着剤は一般に圧縮応力に強いが引っ張り応力に弱い。せん断応力にはさらに弱い。したがって、接着剤を使う位置では接着剤になるべく圧縮応力がかかりせん断応力がかからなくするデザインが必要である。図 4-1 でサブマウントを取り付けるヒートシンクの角にわずかな切込みを入れているのは、ヒートシンクが膨張したときサブマウントを側面から押すことで接着剤には圧縮応力がかかるような構造にするためである。

これははんだについても同様なことがいえる。デバイスをヒートシンクに取り付けるときはデバイスを側面から押すようなはんだ付けが望ましい。

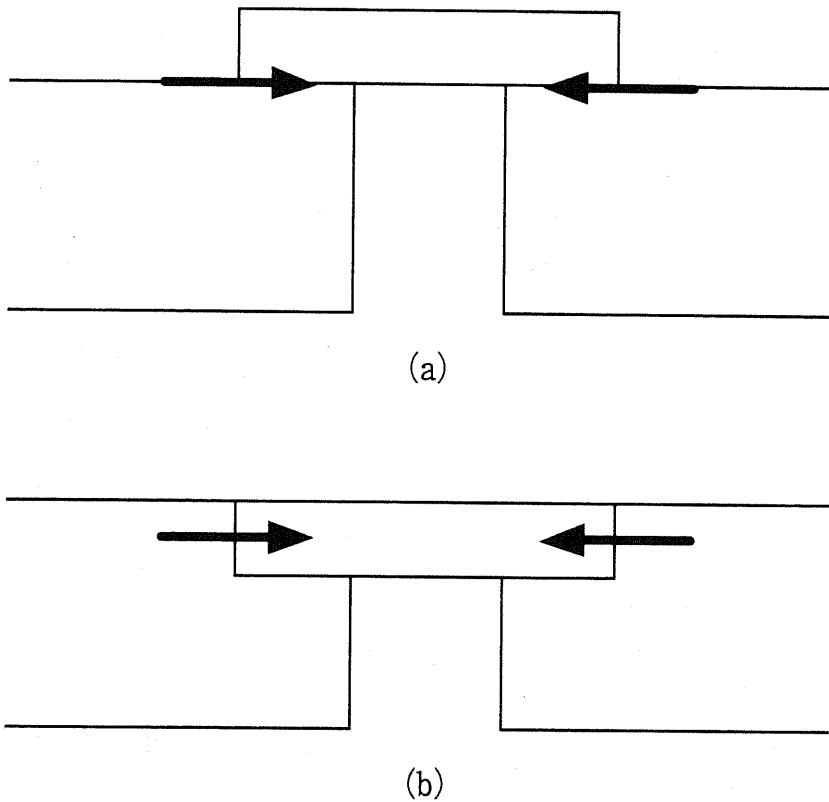


図 5-1: デバイスのサブマウントへのとりつけ法あるいはサブマウントのヒートシンクへの取り付け法の改善例。(a)は現在のとりつけ方であり接着剤(あるいははんだ材)にせん断応力がかかる。一般にせん断応力に対しては縦弾性応力のときに比べて剛性が半分以下に下がるため、部材にはせん断応力をかけないようにするべきである。(b)はせん断応力がかからないようにする改善方法。

第2項 接着剤の排除

本研究ではサブマウントをヒートシンクに接合するために接着剤を使用した。これははんだを使用すると 300℃から室温に下がるまでの熱応力で半導体レーザが破損するためである。一般的にポリマーは相転移温度が低くクリープを引き起こしやすいため、本研究のように大きな歪みがかかる場合、長期間に歪みが緩和されてしまう可能性がある。

これに対する一つの解決策として金による超音波ボンディングがある。金のバンパをサブマウントとヒートシンクの上につけておき、金バンパ同士をあわせて加圧し超音波をかけると接合されるはずである。これはシリコンデバイスを金属のヒートシンクに常温接合する方法として実用化されている方法であり、実際に松下電気などはこのような方法でシリコンとヒートシンクを金バンパによって常温超音波接合する装置を販売している。金は 600℃まではクリープを引き起こさないため有望な方法である。

なお、4章で失敗した超音波接合の例は研磨して 100μmの厚さにした InP を銅版につけようとした例であった。この失敗の原因は、1. InP がもろいため、2. 金バンパの厚さが足りなかったため、と分析している。1については次のような理由で InP をヒートシンクに直付けするより、シリコンサブマウントを介してヒートシンクに実装するほうが有利であると考えられる。シリコンは InP と比べてヤング率が 2 倍近くあり丈夫であることと、サブマウントの厚さは任意であるため市販されている 700μmの厚さのサブマウントを使えることなどの理由からである。2については、はんだ付けのところでも触れたが、ヒートシンクの面粗さを埋めるだけの金がないと欠陥のない接合はできない。予備実験では金バンパは簡易メッキ装置によって成膜したため厚さは 2μm程度が限界であったが、実際は数十μmの金メッキは可能である。したがって、数十μmの金バンパを作ればヒートシンクの面粗さは十分カバーできる。

第2節 新しい温度特性補償ヒートシンクの提案

図 4-2 ではヒートシンクの枠部品が熱膨張係数の小さな材料でできており、サブマウントを載せる腕部品が熱膨張係数の大きな材料でできている。温度上昇とともにデバイスは 2 つの腕部品によって圧縮応力を受けることになる。サブマウント上につけた切り欠きは応力集中を起こすため熱歪みを大きくする働きがある。ヒートシンクが半導体レーザより十分大きいとすると半導体レーザの受ける熱歪みは近似的に次のように表わされる。

$$\alpha_{laser} = \frac{\alpha_{frame} L_{frame} - 2\alpha_{arm} L_{arm}}{L_{trench}}$$

図 4-3 は図 4-2 のヒートシンクを簡便化したものである。枠が熱膨張係数の小さな材料、腕が熱膨張係数の大きな材料でできている。デバイスは枠と腕にまたがっているため熱膨張係数差によって温度上昇とともに圧縮応力を受けることになる。

図 4-3 の構造は図 4-2 の構造より簡便であるが、非対称性から全体が湾曲し半導体レーザの表面に伸張歪みがかかる可能性がある。このためヒートシンク構造を半導体レーザより相当大きくとらなければならなくなる。

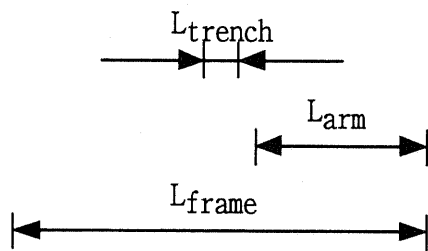
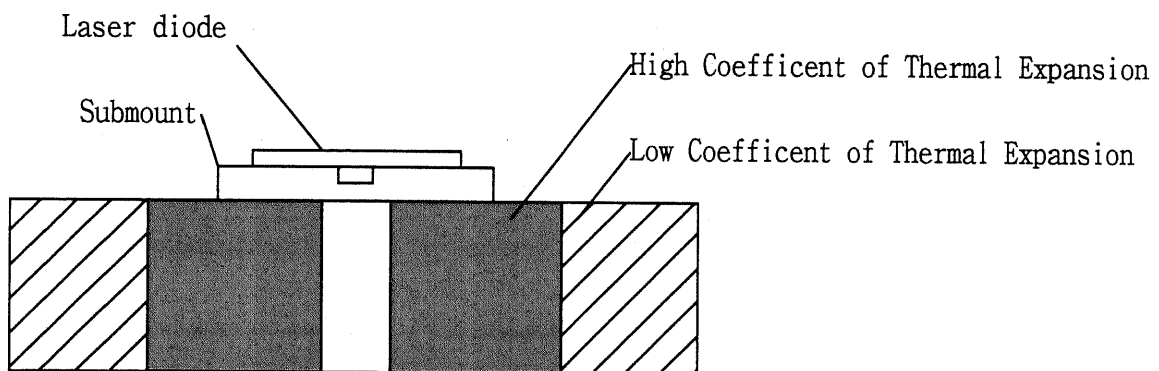
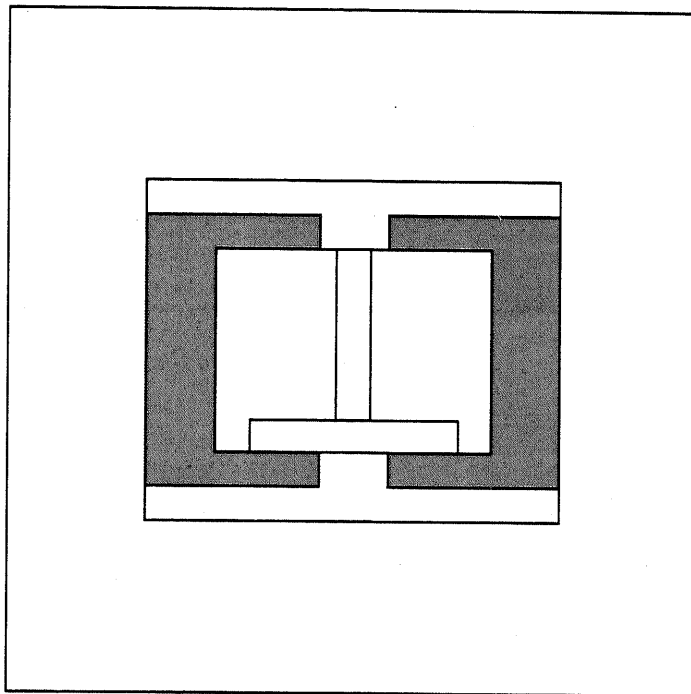


図 5-2: 温度特性補償ヒートシンクの提案。ヒートシンクの枠が熱膨張係数の小さな材料、デバイスを支える腕が熱膨張係数の大きな材料でできている。デバイスは腕によって圧縮応力を受けることになる。サブマウントの溝の効果で応力集中が起こり歪み量は近似的に、

$$\alpha_{laser} = \frac{\alpha_{frame} L_{frame} - 2\alpha_{arm} L_{arm}}{L_{trench}}$$

となる。

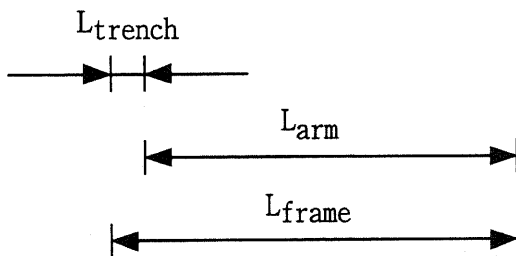
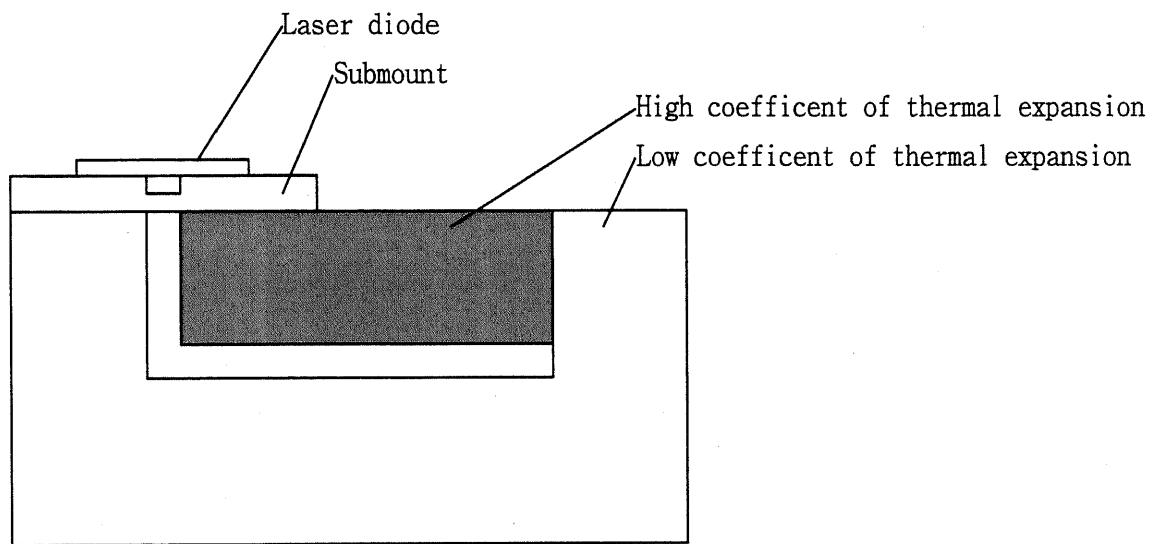
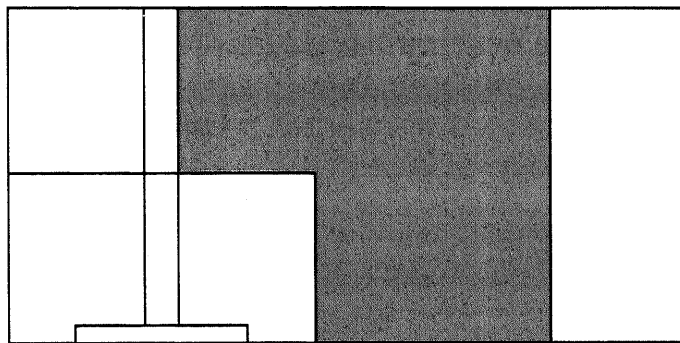


図 5-3: 図 5-2 の簡略型ヒートシンク。枠が熱膨張係数の小さな材料、腕部品が熱膨張係数の大きな材料でできている。温度上昇とともにサブマウントは腕部品によって圧縮応力を受け半導体レーザに圧縮応力がかかることになる。半導体レーザの受ける熱膨張係数は次のように表わされる。

$$\alpha_{laser} = \frac{\alpha_{frame} L_{frame} - \alpha_{arm} L_{arm}}{L_{trench}}$$

第3節 半導体レーザの温度特性の改善法

当研究室の半導体レーザの発振波長の温度特性が悪い原因は特に発振しきい値の温度特性の悪さが原因となっていると考えられる。発振しきい値が悪いと注入電流が多くなり発熱が増えることになるため発振波長を長波長化させることになり温度特性の悪化に拍車をかけることになる。

これを考えると発振しきい値の温度特性の改善が最重要課題であると言える。発振しきい値の温度特性の改善方法の理論は APPENDIX-A に述べている。その方針をここに述べると、

- 歪みを多くする。
- 活性層の数を多くする。
- キャビティ長を長くする。

当研究室の半導体レーザを改善する方法としては次の3つが現実的に考えられる。

- 1) 量子井戸幅を 5nm 程に小さくし井戸数を 8層程度に増やす。
- 2) 歪みを 1%程度入れられるようにする。
- 3) リッジを高くする。

1、2 は経験的な臨界膜厚が $40(\% \cdot \text{nm})$ であることと現在の結晶成長の条件の歪みの限界値が 1%程度であることから来ている。リッジを高くすることは閉じ込め係数を高くすることになるため等価的に利得が上がったような効果になるから温度特性の改善が期待できる。

第6章 本研究のまとめ

本研究では半導体レーザの発振波長や発振しきい値などの温度依存性を低減することのできる新しい構造のヒートシンクを提案し開発した。

その動作原理は、ヒートシンクが温度変化によって熱ひずみを起こし、実装された半導体レーザを変形させ半導体レーザの特性を変化させることで、温度変化で生じた半導体レーザの特性変化を補償するというものである。

われわれはヒートシンク的设计手法を確立した。そのキーテクノロジーは外から半導体レーザに加えられたひずみによって半導体レーザの発振波長と発振しきい値がどのように変化するかを数値計算する手法である。具体的には Luttinger-Kohn のハミルトニアンを使ってバンド構造を計算し、Fermi の黄金率を用いて光学遷移確率を計算し、擬 Fermi 準位を使った利得計算を行うことである。これによって任意の半導体レーザの温度特性補償に必要な熱ひずみ量が計算できるようになった。

われわれは応力集中サブマウントによる実装法を確立し、その結果、生産性が高く信頼性が高く通常では得られない応力を得ることに成功した。応力集中サブマウントには $50\mu\text{m}$ の溝がきつてあるためこの溝が構造力学的な特異点となり応力集中を起こし応力を増幅させる。硬ろうに分類される金すずはんだを使用することにより信頼性の高い接合法を確立した。サブマウント材料に InP 基板や GaAs 基板と熱膨張係数差の少ないシリコンを使用することで実装時の残留応力を極力少なくしている。

われわれは熱膨張係数の小さいインバーと熱膨張係数の大きい亜鉛によって作った温度補償ヒートシンクを用いることによって半導体レーザの温度特性が改善されることを実証した。発振波長の温度ドリフトを CW 発振では 26.0nm から 11.8nm へ 55% 抑えることに成功し、パルス発振では 20.9nm から 14.5nm へ 31% 抑えることのできた。発振波長の温度ドリフトを CW 発振では 26.0nm から 11.8nm へ 55% 抑えることに成功し、パルス発振では 20.9nm から 14.5nm へ 31% 抑えることのできた。また、実験中には半導体レーザの破損は見受けられなかった。

研究の発展の余地としては、特性完全補償の達成、実装法の改善、その他のデバイスへの応用といったことが考えられる。ヒートシンクとサブマウントの接合には未だ接着剤を用いているため接着剤のない実装を確立することや、接着剤の影響が少ない実装法を確立することが考えられる。今後の展望では接着剤の影響の少ない実装法の例を示した。また、外的なひずみによって通常の結晶成長プロセスは得られないような電子光学的特性をもったデバイス、たとえば超長波長ディテクタや短波長ディテクタなど、の開発も可能になるかもしれない。

情報化による家庭への光ファイバ敷設やチップ間の光伝送化といった新たな市場が垣間見られる今日では、今後も半導体レーザやその他の光電子デバイスの需要が増えていくことは間違いない。本研究は応用範囲が広く将来性もある非常に有望な研究である。

Appendix 1 しきい値の温度特性を改善する量子井戸設計方法

InP 基板上に作られる長波長量子井戸半導体レーザは特に温度特性が悪いことで悪名高い。この章では量子井戸半導体レーザそのものの温度特性を改善する方針を考察する。

理論

A. 基本式

量子井戸半導体レーザの modal gain を G とすると、

$$G = G_0 \ln \left(\frac{J}{J_{tr}} \right)$$

のように電流密度 J の関数として表わされる。ここで G_0 は G/J が最大となるときの modal gain であり J_{tr} は透明電流密度である。 G_0 は量子井戸数に比例することになる。

しきいちにおいては、

$$\begin{aligned} G &= \alpha_i + \alpha_m \\ \alpha_i &= (1 - \Gamma)\alpha_c + \Gamma(\alpha_0 + \beta N_{th}) \\ \alpha_m &= \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_f R_b}} \right) \end{aligned}$$

α_i とは内部損失であり α_m とはミラー損失である。 Γ は光閉じ込め係数であり、 α_c はクラッドでの光損失、 $R_f R_b$ はそれぞれ前方の反射率と後方の反射率である。また、活性層での損失は材料自体の吸収係数 α_0 とキャリア密度依存の損失 βN_{th} (自由電子吸収とバンド内遷移による損失) との和になる。

一方、微分量子効率 η_d は、

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}$$

のようにあらわされる。

周波数特性に関しては、バンド幅 f_{3dB} は

$$f_{3dB} = \frac{1.55}{2\pi} \sqrt{\frac{g_n \eta_i (I - I_{th}) v_g}{q V_0}}$$

g_n は電流密度あたりの利得、 $I - I_{th}$ はバイアス電流、 v_g は群速度、 q は電子の電荷、 V_0 は光学的体積である。温度上昇によってしきいちが上昇するとバンド幅も減少することになる。

B. 利得と温度特性

半導体レーザのあるパラメータを X とし温度を T とすると X の温度 T による変化は、

$$\frac{1}{X} \frac{dX}{dT} = \frac{d \ln(X)}{dT} \equiv \pm \frac{1}{T_x}$$

ここで T_x は特性温度とよばれる。

これにしたがって、 J_{tr}, G_0, η_i の特性温度を書き表すと、

$$\frac{1}{T_{J_{tr}}} \equiv \frac{d \ln(J_{tr})}{dT}$$

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{T_{G_0}} &\equiv \frac{d \ln(G_0)}{dT} \\
-\frac{1}{T_{\eta_i}} &\equiv \frac{d \ln(\eta_i)}{dT} \\
\frac{1}{T_{N_{th}}} &\equiv \frac{d \ln(N_{th})}{dT} \\
&= \frac{G_0}{rG_0 - \Gamma\beta N_{th}} \frac{1}{T_{J_r}} + \frac{\alpha_i + \alpha_m}{rG_0 - \Gamma\beta N_{th}} \frac{1}{T_{G_0}} \\
\frac{1}{T_{I_{th}}} &\equiv \frac{d \ln(I_{th})}{dT} = \frac{r}{T_{N_{th}}} \\
-\frac{1}{T_{\eta_d}} &\equiv \frac{d \ln(\eta_d)}{dT} \\
&= -\frac{1}{T_{\eta_i}} - \frac{\Gamma\beta N_{th}}{\alpha_i + \alpha_m} \frac{1}{T_{N_{th}}} \\
-\frac{1}{T_{f_{3dB}}} &\equiv \frac{d \ln(f_{3dB})}{dT} = -\frac{1}{2T_{N_{th}}} - \frac{1}{2T_{G_0}} - \frac{1}{2T_{\eta_i}}
\end{aligned}$$

ただし、 $I - I_{th} = constant$ とする。ここで、 r とはキャリア再結合の乗数であり、

$J \propto N^r$ 、誘導輻射の場合 $r=2$ 、オージェ再結合の場合 $r=3$ となる。
これらの式をふまえて温度特性を良くするにはどうしたらよいか。

Valecband 内遷移を少なくすることは全てのパラメータの温度依存性を小さくすることにつながることに気づくであろう。バンド内遷移を小さくするには井戸の歪みを大きくすると良い。

しきいちの温度依存性を少なくするためには式の第 2 項が第 1 項に比べて小さくなるように設計する。例えば第 2 項が第 1 項の 25% 未満になるようにすると、

$$G_0 > 4 \frac{T_{J_r}}{T_{G_0}} (\alpha_i + \alpha_m)$$

となる。この式からわかるようにしきい電流の温度特性を良くするには、 G_0 を大きくするか α_m を減らすと良い。 G_0 を大きくするためには量子井戸の数を増やすと良い。 α_m を減らすためには端面の反射率を上げるかキャビティ長を長くするとよい。

微分量子効率の温度依存性を少なくするには式の第 2 項が第 1 項に比べて十分小さくなるようにすると良い。同様に第 2 項が第 1 項の 25% 未満になるようにすると、

$$\alpha_i + \alpha_m > 4T\beta N_{th} \frac{T_{\eta_i}}{T_{N_{th}}}$$

この式から、微分量子効率の温度特性を向上させるためには β を大きくするか α_m を小さくすると良いことになる。 β を大きくするためにはバンド内遷移をできるだけ小さくすることが必要でそのためには歪みを大きくする必要がある。この点でバルクのレーザは不利であり、GaAs 系の短波長レーザはもともと β を大きくできるため有利である。また、ミラー損失に関しては先のしきいちの最適化方針と衝突してしまう。

ちなみに、しきいちを下げるだけの設計なら $G_0 = \alpha_m$ とすれば良く、しきいちの最適化にしろ微分量子効率の最適化にしろ少ない量子井戸 (single quantum well) でミラー損失を

減らすように設計すればよい。

以上をまとめると次の4つが有効である。

- 歪みを多くする。
- 活性層の数を多くする。
- キャビティ長を長くする。
- InGaAlAs系の活性層を使う。

[参考文献]

- 1) Chung-En Zah, Rajaram Bhat, Bhadrash N. Pathak, F. Favire, Wei Lin, M. C. Wang, Nicholas C. Andreadakins, D. M. Hwang, M. A. Koza, Tien-Pei Lee, Zhen Wang, David Darby, Dale Flanders, and J. James Hsieh, "High-Performance Uncooled 1.3- μm Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP Strained-Layer Quantum-Well Lasers for Subscriber Loop Applications", J.Q.E, Vol.30, pp.511-523, 1994
- 2) Keizo Takemasa, Munechika Kubota, Tsutomu Munakata, and Hiroshi Wada, "1.3- μm AlGaInAs Buried-Hetero Lasers", P.T.L., Vol.11, pp.949-951, 1999
- 3) Shunji Seki, Kiyoyuki Yokoyama, "Critical temperature of 1.3- μm InP based strained-layer multiple-quantum-well lasers", A.P.L, Vol.71, pp.2683-2685, 1997
- 4) I. E. Berishev, A. Yu. Corbachev, and V. A. Mishournyi, N. D. Ilyinskaya, A. L. Stankevich, and I. S. Tarasov, "Modulation bandwidth of high power single quantum well buried heterostructure InGaAsP/InP ($\lambda=1.3\mu\text{m}$) and InGaAsP/GaAs ($\lambda=0.8\mu\text{m}$) laser diodes", A.P.L, Vol.68, pp.1186-1188

Appendix B 2 軸対象歪みのバンド構造の計算

2 軸対称な歪みが加わっていてかつ量子井戸が z 方向で対称な形の場合バレンスバンドのバンド構造の計算は簡略化される。Luttinger-Kohn のハミルトニアンはユニタリ変換を施すことにより次のようになる。

$$H_v(k) = \begin{bmatrix} P+Q & \tilde{R} & 0 & 0 \\ \tilde{R}^\dagger & P-Q & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P-Q & \tilde{R} \\ 0 & 0 & \tilde{R}^\dagger & P+Q \end{bmatrix}$$

ここで、各パラメータは次のようになる。

$$P = P_\varepsilon + \frac{\hbar^2 \gamma_1}{2m_0} \left(kt^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$$

$$Q = Q_\varepsilon + \frac{\hbar^2 \gamma_1}{2m_0} \left(kt^2 + 2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$$

$$\tilde{R} = \frac{\hbar^2 \sqrt{3}}{2m_0} \bar{\gamma} k_t^2 - \frac{\hbar^2 \gamma_3}{m_0} \sqrt{3} k_t \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\tilde{R} = \frac{\hbar^2 \sqrt{3}}{2m_0} \bar{\gamma} k_t^2 - \frac{\hbar^2 \gamma_3}{m_0} \sqrt{3} k_t \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\bar{\gamma} = \frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2}$$

$$k_t^2 = k_x^2 + k_y^2$$

このときの基底はもとの基底を使って次のようにあらわされる。

$$|1\rangle = \alpha \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle - \alpha^* \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle$$

$$|2\rangle = -\beta^* \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle + \beta \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$|3\rangle = \beta^* \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle + \beta \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$|4\rangle = \alpha \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle + \alpha^* \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle$$

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{j(3\pi/4 - 3\phi/2)}$$

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{j(\phi/2 - \pi/4)}$$

$$k_x - jk_y = k_t e^{-j\phi}$$

これらの操作によって複素数を取り除くことができるため計算は大幅に簡略化される。また、一般的にバレンスバンドの波動関数は次のようにあらわせる

$$\Psi_{m, \mathbf{k}_t}^U(\mathbf{r}t, z) = e^{j\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}_t} [\bar{g}_m^{(1)}(k_t, z)|1\rangle + \bar{g}_m^{(2)}(k_t, z)|2\rangle]$$

$$\Psi_{m, \mathbf{k}_t}^U(\mathbf{r}t, z) = e^{j\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}_t} [\bar{g}_m^{(3)}(k_t, z)|3\rangle + \bar{g}_m^{(4)}(k_t, z)|4\rangle]$$

これを使うとハミルトニアンは 2×2 行列に分解され次のような簡単な形になる。

$$-\begin{bmatrix} P+Q-V_h(z) & \tilde{R} \\ \tilde{R}^+ & P-Q-V_h(z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{g}_m^{(1)}(k_t, z) \\ \bar{g}_m^{(2)}(k_t, z) \end{bmatrix} = E_m^U(k_t) \begin{bmatrix} \bar{g}_m^{(1)}(k_t, z) \\ \bar{g}_m^{(2)}(k_t, z) \end{bmatrix}$$

$$-\begin{bmatrix} P-Q-V_h(z) & \tilde{R} \\ \tilde{R}^+ & P+Q-V_h(z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{g}_m^{(3)}(k_t, z) \\ \bar{g}_m^{(4)}(k_t, z) \end{bmatrix} = E_m^L(k_t) \begin{bmatrix} \bar{g}_m^{(3)}(k_t, z) \\ \bar{g}_m^{(4)}(k_t, z) \end{bmatrix}$$

さらに量子井戸が z 軸方向に対称な構造であれば、 $z = -z$ とすることによって上記のハミルトニアン的一方のみ解けばよいことになる。

APPENDIX C 2 軸対称歪の場合の光学遷移要素

2 軸対称歪の場合の光学遷移要素は次のように書ける。

$$|\mathbf{e} \cdot \mathbf{P}_{m_l}^\sigma(\mathbf{k}_t)\rangle = \begin{cases} \sum_{\eta=\pm 1/2} \sum_{\nu=1,2} \langle \bar{g}_m^{(\nu)} | \phi_l \rangle \langle \nu | \mathbf{e} \cdot \mathbf{P} | S \eta \rangle \\ \sum_{\eta=\pm 1/2} \sum_{\nu=1,2} \langle \bar{g}_m^{(\nu)} | \phi_l \rangle \langle \nu | \mathbf{e} \cdot \mathbf{P} | S \eta \rangle \end{cases}$$

ここで、上の式は $\sigma = U$, 下の式は $\sigma = L$ である。

これから TE, TM それぞれの偏波に応じた光学遷移確率は、Ep (energy equivalent of the momentum matrix elements) をつかって、

TE の場合：

$$|\mathbf{e} \cdot \mathbf{P}_{m_l}^U(\mathbf{k}_t)|^2 = \frac{1}{2} \frac{m_0 E_p}{2} \left(\langle \bar{g}_m^{(1)} | \phi_l \rangle^2 + \frac{1}{3} \langle \bar{g}_m^{(2)} | \phi_l \rangle^2 \right)$$

$$|\mathbf{e} \cdot \mathbf{P}_{m_l}^L(\mathbf{k}_t)|^2 = \frac{1}{2} \frac{m_0 E_p}{2} \left(\langle \bar{g}_m^{(4)} | \phi_l \rangle^2 + \frac{1}{3} \langle \bar{g}_m^{(3)} | \phi_l \rangle^2 \right)$$

TM の場合：

$$|\mathbf{e} \cdot \mathbf{P}_{m_l}^U(\mathbf{k}_t)|^2 = \frac{2}{3} \frac{m_0 E_p}{2} \langle \bar{g}_m^{(2)} | \phi_l \rangle^2$$

$$|\mathbf{e} \cdot \mathbf{P}_{m_l}^L(\mathbf{k}_t)|^2 = \frac{2}{3} \frac{m_0 E_p}{2} \langle \bar{g}_m^{(3)} | \phi_l \rangle^2$$

のようにかける。

APPENDIX D 化合物半導体の光学的材料パラメータ

Properties	GaAs	AlAs	InAs	InP	GaP
Lattice Constant (Å)	5.6533	5.6600	6.0584	5.8688	5.4505
E_p (eV)	25.7	21.1	22.2	20.7	22.2
Deformation Potential					
ac (eV)	-7.17	-5.64	-5.08	-5.04	-7.14
av (eV)	1.16	2.47	1.00	1.27	1.70
b (eV)	-1.7	-1.5	-1.8	-1.7	-1.8
d (eV)	-4.55	-3.4	-3.6	-5.6	-4.5
C_{11} (10^{11} dyne/cm ²)	11.879	12.5	8.329	10.11	14.05
C_{12} (10^{11} dyne/cm ²)	5.376	5.34	4.526	5.61	6.203
C_{44} (10^{11} dyne/cm ²)	5.94	5.42	3.96	4.56	7.033
Effective Mass					
m_e^*/m_0	0.067	0.15	0.023	0.077	0.25
m_{hh}^*/m_0	0.50	0.79	0.40	0.60	0.67
m_{lh}^*/m_0	0.087	0.15	0.026	0.12	0.17
γ_1	6.8	6.8	20.4	4.95	4.05
γ_2	1.9	1.9	8.3	1.65	0.49
γ_3	2.73	2.73	9.1	2.35	1.25

S. L. Chun, "Physics of Optoelectronic Devices"

APPENDIX E 材料の機械的パラメータ

材料名	熱膨張係数(ppm)	ヤング率(GPa)	熱伝導率(W/m・K)	誘電損(@1MHz)
ダイヤモンド	2.3	1050	2000	
AlN	4.5	270	170	1
Cu-C 複合材	4.5		230	
SiC	3.7	390	210	50
BeO	7.6	330	251	0.4
アルミナ	6.7	370	2000	0.2
Si	4.2	170	151	
InP	4.5	60	70	
GaAs	5.9	90	46	
Al	24	70.3	240	
Cu	16.5	130	393	
インバー	1.1	144		
Zn	30.5	108	112	
エポキシ	28	14	15	

[参考文献]

- 1) 住友電工 焼結材料事業部製品カタログ
- 2) 理化年表

APPENDIX-F: ひずみゲージの動作原理

ひずみゲージは歪み量を測定するためのセンサである。ひずみゲージには金属箔ひずみゲージや半導体ひずみゲージ等があるがここでは金属箔ひずみゲージについて述べる。ひずみゲージは $10\mu\text{m}$ のポリイミドのフィルム上に金属の薄膜が蒸着された構造になっている。金属線の抵抗値 R はひずみに応じて (近似的に) 線形に変化するため、金属線の抵抗値の変化量を測定することで金属線の歪み量を知ることができる。したがって、ひずみゲージを測定対象に張り付けその抵抗値の変化を測定することで測定対象の歪み量を測定できる。

ひずみゲージが歪み量を測定できることの定量的な証明は次のようになる。

金属線の抵抗値 R は次のようにあらわされる。 ρ は抵抗率、 S は断面積、 l は長さである。

$$R = \rho \frac{l}{S}$$

金属線の長さが変化したときには金属線の抵抗値の変化は、

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta l}{l} - \frac{\Delta S}{S}$$

のようになる。マイヤーの理論では金属線の抵抗率の変化は体積変化に比例にするので、比例定数を m として、

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \rho}{\rho} &= m \frac{\Delta V}{V} \\ &= m(1-2\nu) \frac{\Delta l}{l} \end{aligned}$$

のように式を展開できる。 ν はポアソン比である。

したがって全体では、

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R} &= m(1-2\nu) \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta l}{l} - \left(-2\nu \frac{\Delta l}{l} \right) \\ &= K \frac{\Delta l}{l} \\ &= K \epsilon \end{aligned}$$

のようになり金属線の歪み量に比例して金属線の抵抗値が変化することになる。この K はゲージファクタと呼ばれ 2.0 前後の値になる。

APPENDIX-G ひずみゲージの接続法

歪み量は ppm(10^{-6})オーダーであるためひずみゲージの抵抗値の変化量も同程度のオーダーになる。この微小な抵抗値の変化を測定するためにロックインアンプが用いられる。すなわち歪みゲージと同じ抵抗値の抵抗でブリッジを組みそのブリッジに1V 1kHzの基準正弦波をかけ、ブリッジの対角線にあらわれる信号をいったん増幅し、基準正弦波と基準余弦波と共役的な掛け算を行い、その結果を直流化平方根化することで抵抗値の変化を知る。

ブリッジにはいくつかの組み方がありそれぞれでコストや使い道が異なる。その代表的なものを紹介しよう。

図 G-1 は最も基本的な標準的なひずみゲージの使用法である。 $R = R_g$ である場合の電圧の関係は、

$$\frac{e_o}{E} = \frac{1}{4} K_s \cdot \varepsilon$$

とあらわされる。 K_s はゲージファクタ、 ε はひずみである。ひずみゲージ自身にも温度による特性変化があるため測定対象の温度が変化した場合正確な計測ができないことになる。

このため図 G-2 のような温度特性補償ブリッジが使われる。ここでは2つの同じ性能のひずみゲージを用いる。ひずみゲージ1は測定対象に貼り付けて使用し、ひずみゲージ2は同じ素材の同じ温度のものに貼り付けてダミーとして使用する。2つの抵抗と2つのひずみゲージがそれぞれ同じ温度係数を持ちそれぞれ同じ温度におかれるならばひずみゲージの温度特性が補償される。 $R = R_g$ である場合の電圧の関係は、

$$\frac{e_o}{E} = \frac{1}{4} K_s \cdot \varepsilon$$

である。

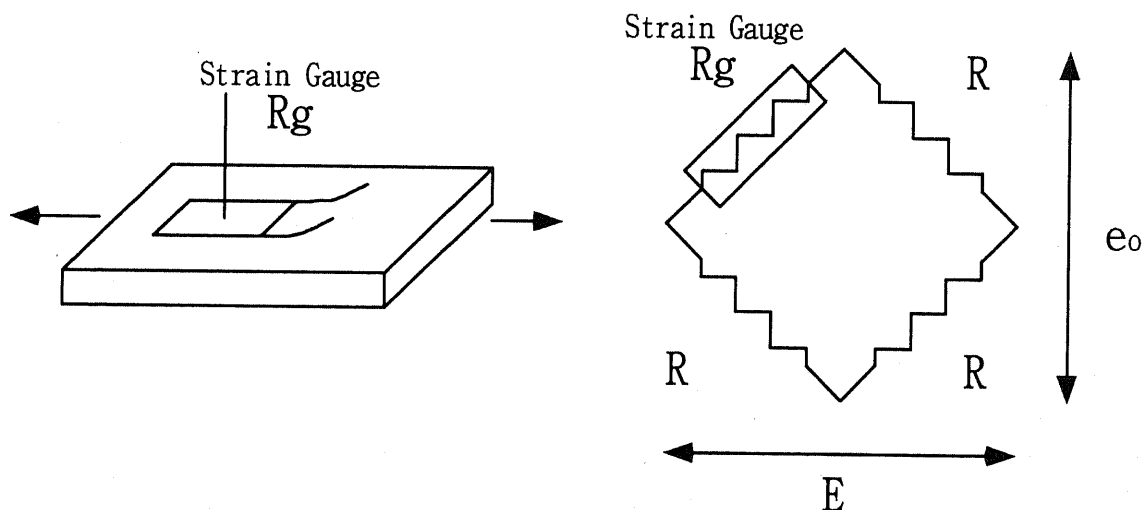


図 G-1: 標準的なひずみゲージの使用法。

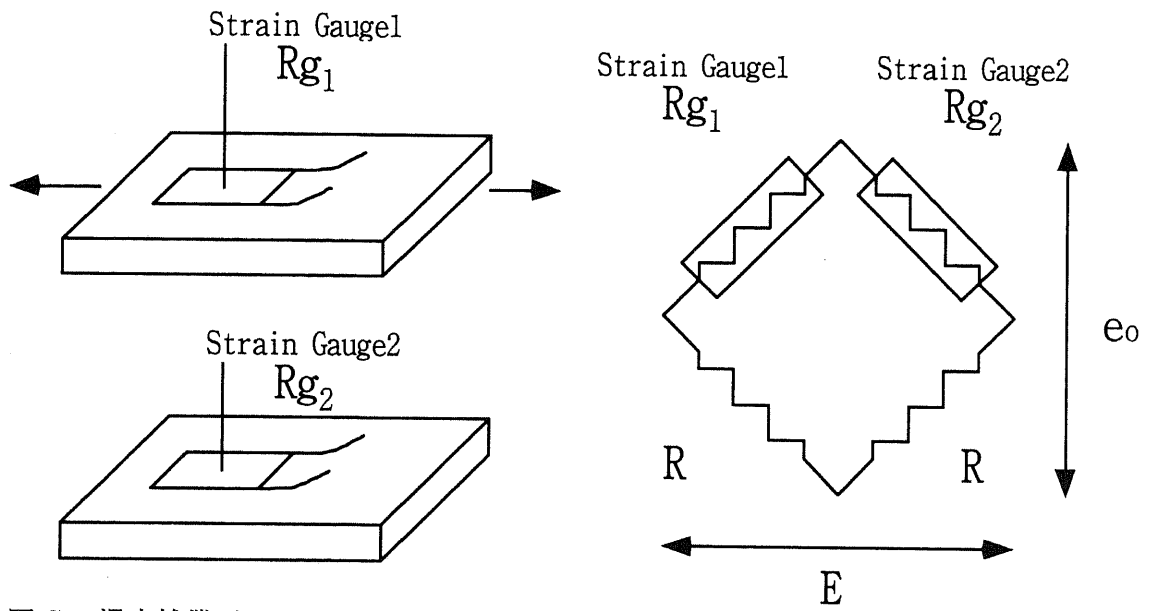


図 G-2:温度補償ブリッジ。

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方々のご協力をいただきました。

指導教官である中野義昭教授にはお忙しい中にもかかわらず半導体レーザの技術全般に関して非常に多くの有意義なご指導をいただいたばかりでなく、光半導体産業の実情について貴重なお話をお聞かせいただきました。大変感謝しております。元東京大学教授で自分の4年生の時の指導教官であります湘南工科大学鯉淵興二教授にはヒートシンクのデザインや実装法について非常に多くの有意義なご指導をいただいたばかりでなく社会で自分がどうあるべきかについて貴重なお話をお聞かせいただきました。どうもありがとうございます。本研究をまとめるにいたって適切なお助言とご提案をいただきました多田教授、保立和夫教授、藤田博之教授、平川一彦教授、高橋琢二助教授、年吉洋講師に心から感謝いたします。

加藤正樹助手には利得の計算法について丁寧なご指導をいただきました。大変感謝しております。日立電線の二口直樹氏には半導体レーザの作成プロセスおよび結晶成長について丁寧なご指導をいただきました。どうもありがとうございます。

技官の渋谷さんにはヒートシンクの作成や治具の作成のときに懇切丁寧にご協力いただきました。心から感謝いたします。

宇井さん、宮川さん、竹原さん、武藤さん、関根さん、稲垣さんには煩雑な事務手続きを数多くやっていただきました。どうもありがとうございます。

研究室のウィーラチャイ君、竹中君、ナツチャイ君、宋君、イット君、宮下君その他研究室のみなさん、いろいろな装置のメンテナンスや研究室行事を協力してやっていただきました。どうもありがとうございます。

スタンレー電気の園田さん、リャンさん、谷さん、小川さんには半導体レーザのプロセスや結晶成長技術について非常に有意義なご指導をいただきました。どうもありがとうございます。NECの佐藤さん、須藤さんには結晶評価法や半導体レーザプロセスについて貴重なご意見をいただきました。どうもありがとうございます。

最後に、教科書が最適な解を見つける方法とは限らないことを教えていただいた父井上敏男と、大学生生活9年間学生でいられるように応援をしていただいた母井上さちこに心から感謝いたします。