

半導体レーザーの基礎 I

須崎 渉

大阪電気通信大学 (〒572-8530 寝屋川市初町18-8)

Fundamentals of Semiconductor Lasers I

Wataru SUSAKI

Osaka Electro-Communication University, 18-8 Hatsu-Cho, Neyagawa 572-8530

1. はじめに

半導体レーザーは1962年に出現して以来約40年が経過しており、光通信のキーデバイスとして現在のインターネットで象徴されるIT(情報技術)を担っている。今世紀最初のノーベル賞が集積回路の先駆者のキルビー、ヘテロ接合のクレマー、半導体レーザーのアルフェロフに与えられたことは記憶に新しい。最近、1970年にダブルヘテロレーザーによる室温連続発振を実現した林、パニッシュ、アルフェロフに京都国際賞が授与されると報道され、現代の情報技術の実現に重要な貢献をしてきたかを如実に物語っている。

半導体レーザーの基本構造はダブルヘテロ構造であり、pn接合の順方向バイアスによるキャリア注入再結合発光を利用する。非平衡状態の電子と正孔を高密度(10^{18} cm^{-3} 以上)に注入し大きな光増幅ができるため、素子サイズを数 $100\mu\text{m}$ 以下という超小型にすることができる。また、低電流・低電圧、高効率、長寿命であり、半導体回路と整合するため集積化によるシステムの小型化ができるなどの特長がある。半導体の量産技術による低価格化により、光ディスクや光ファイバ通信などの光源としてITの進展に貢献している。

本講座は半導体レーザーを学ぶ大学、大学院の学生、半導体レーザーに関連した研究開発に着手する企業の技術者を対象としている。本稿では半導体レーザー発展の契機となったダブルヘテロレーザーの基本特性を中心に、レーザー材料の光学的特性、レート方程式によるレーザー特性の取り扱いについて述べ、半導体レーザーの概要を把握することを目的とする。次号では、発振モードの制御と素子構造、量子井戸レーザーを述べる予定である。最終回は高出力化、高速化、面発光レーザー、光集積回路、GaN系の青色レーザーなど、最近のトピックスについて述べる予定である。

半導体レーザーについて多くの専門的な良書がこの数年間に発刊されている¹⁻⁸⁾。半導体レーザーの研究論文の数はあまりにも多く、本講座で多くの文献を引用すること

には制限がある。さらに詳しくはこれらの参考書とそれに引用されている文献を参照されたい。

2. 半導体における誘導放出

2.1 半導体レーザー材料のエネルギー帯構造

半導体はエネルギー帯構造から発光を伴う直接遷移型と発光を伴わない間接遷移型に大別される。半導体レーザーの材料は直接遷移型であり、GaAsを始めとするIII-V族化合物とそれらの混晶(例えばGaAsのGa原子の一部をAlで置換した $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ やInPのIn原子の一部をGa原子、P原子の一部をAs原子で置換した $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ など)が用いられる。Fig.2.1にエネルギー帯の概念図を示す。

伝導帯の極小点が波数 $k=0$ にある半導体を直接遷移型半導体と言い、 $k \neq 0$ のものを間接遷移型半導体と言う。いずれの場合も価電子帯は波数 $k=0$ に極大点があり、重い正孔帯と軽い正孔帯、およびこれらの方にあるスプリットオフ帯から構成される。

量子である電子や光子の波長は、粒子性と波動性を結び付ける式、エネルギー E と周波数 ν のプランクの関係式

$$E = h\nu = \hbar\omega = hc/\lambda \quad (2.1)$$

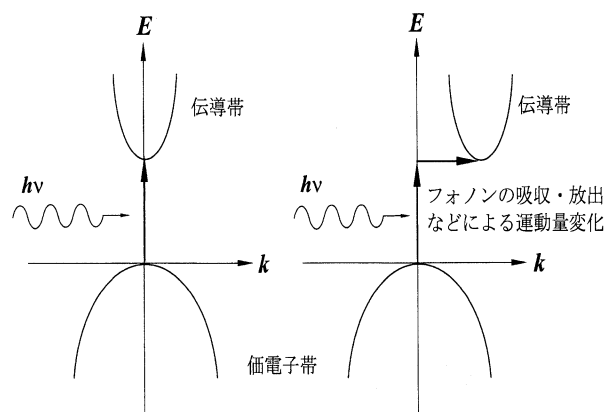


Fig.2.1 Direct and indirect energy band structures of semiconductors.

と、運動量 p と波長 λ のドブロイの関係式

$$p = h/\lambda = \hbar k \quad (2.2)$$

から推定できる．($\hbar = h/2\pi$, h : プランクの定数, ω : 角周波数)．バンド間遷移による光子の波長 λ は(2.1)式から禁制帯エネルギー E_g により近似的に次式で与えられる．

$$\lambda[\mu\text{m}] = 1.24/E_g[\text{eV}] \quad (2.3)$$

注入キャリアである電子や正孔は伝導帯の極小点および価電子帯の極大点の近くにエネルギーの低い状態から詰められていく．直接遷移型では伝導帯と価電子帯が波数軸上で同じ領域に重なる．再結合過程では電子と正孔の運動量の差 $\hbar(k_e - k_h)$ が光子(光子)の運動量 $\hbar k_p$ に等しいときに運動量の保存則が成り立つ．電子の波長は光子の波長に比べて十分に小さく、電子の運動量は光子の運動量に比べて十分に大きい．このため、 k (波数)選択則 $k_e = k_h$ が容易に成立する．

一方、間接遷移型では伝導帯の極小点 $k=0$ がでないため、注入された電子と正孔の波数が一致せず、格子振動(フォノン)が関与しないと、運動量の保存則 $\hbar(k_e - k_h) = \pm \hbar k_{\text{Phonon}}$ が成り立たない．フォノンの運動量 $\hbar k_{\text{Phonon}}$ は光子の運動量 $\hbar k_p$ に比べて大きく、 k (波数)選択則 $k_e = k_h$ が成立しないため、発光効率は非常に小さい．

2.2 半導体における誘導放出の条件

禁制帯エネルギーより大きいエネルギーを与えると、価電子の一部が開放され、キャリアとなる電子が伝導帯中に、正孔が価電子帯に生成される．これらの電子と正孔は、伝導帯および価電子帯の多数の電子と正孔との相互間の衝突や不純物との衝突、フォノンとの衝突など複雑でランダムな相互作用により、凡そ0.1ps程度の誘電緩和時間内に余分なエネルギーを放出して準熱平衡状態に達し、エネルギーの小さい状態から詰められて行く．この時間は電子と正孔のバンド間遷移による発光再結合時間($\sim \text{ns}$)に比べて十分に短い．伝導電子と正孔の生成にはpn接合の順バイアス、光励起、電子ビーム照射などの方法があるが、通常の半導体レーザーは順バイアスしたpn接合のキャリア注入を利用している．

準熱平衡状態では、伝導帯と価電子帯の間では熱平衡が成り立たないが、注入キャリアである電子と正孔はそれぞれ伝導帯内と価電子帯内で平衡状態にあると近似できる．このとき、価電子帯中のエネルギー準位 E' 、および伝導帯中のエネルギー準位 E'' が電子に占有される確率はそれぞれ

$$f_v(E') = 1 / [\exp\{(E' - F_v) / kT\}] \quad (2.4a)$$

$$f_c(E'') = 1 / [\exp\{(E'' - F_c) / kT\}] \quad (2.4b)$$

と書くことができる．ここで、 F_v , F_c はそれぞれ価電子帯、伝導帯の擬フェルミ準位である．pn接合に順電圧 V を印加したときは次式が成り立つ．

$$F_c - F_v = qV \quad (2.5)$$

ここで q は電子の素電荷である．

電子の光学遷移の素過程としてFig.2.2のように準位 E'' と準位 E' の間にはエネルギー保存則

$$E'' - E' = \hbar\nu = \hbar\omega \quad (2.6)$$

で決まる角周波数 ω の光子が吸収または放出される単純なバンド間遷移を考える．アインシュタインによれば光子の存在している場における光と電子の相互作用で生じる一つの電子が準位 $E'' \rightarrow E'$ への遷移確率と準位 $E' \rightarrow E''$ への遷移確率は等しい．準位 E'' の電子の占有確率 f_2 を、準位 E' の電子の占有確率を f_1 とすると、誘導放出と(誘導)吸収を起す割合はそれぞれ $B \cdot u(E)f_2(1-f_1)$, $B \cdot u(E)f_1(1-f_2)$ (B : 誘導遷移係数, $u(E)$: 光子のエネルギー密度)で表される．光増幅を得るには誘導放出が吸収を上回る必要があり、

$$f_2 > f_1 \quad (2.7)$$

と表される．これは反転分布が必要なことを表している．この式に(2.4a), (2.4b)式を代入するとともに E'' , E' は価電子帯と伝導帯内にあることを考慮すると

$$F_c - F_v > E'' - E' > E_g \quad (2.8)$$

(2.6)式を用いると誘導放出の条件は次式で与えられる．

$$F_c - F_v > \hbar\omega > E_g \quad (2.9)$$

これはBernard-Duraffourgの条件と言われる．

2.3 誘導放出による光の利得

誘導放出の種となる自然放出は光の場がなくても、励起状態にある電子が基底状態に遷移することにより起こる．pn接合を順方向にバイアスしてキャリアを注入すると、電子が伝導帯に、正孔(価電子の抜けた状態)が価電子帯へ注入され、真空場の揺らぎにより、電子が電子のいない状態(正孔)へ遷移(再結合)して光を放出する．

自然放出および誘導放出(誘導吸収)確率は次式で与えられる．

$$R_s(\hbar\omega) = \frac{\bar{n}q^2\omega}{\pi\epsilon_0 m^2 c^3} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E'') \rho_v(E' - \hbar\omega) \times |M(E'', E' - \hbar\omega)|^2 f_c(E'') [1 - f_v(E' - \hbar\omega)] dE'' \quad (2.10)$$

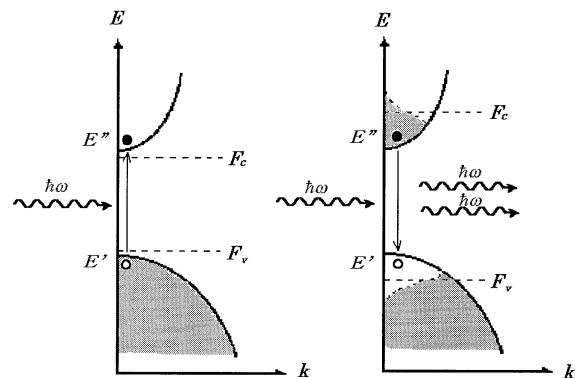


Fig.2.2 Stimulated absorption and emission under carrier injection.

$$G(\hbar\omega) = \frac{\pi q^2}{c\epsilon_0 m_0^2 \bar{n} \omega} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E'') \rho_v(E'' - \hbar\omega) \\ \times |M(E'', E' - \hbar\omega)|^2 [f_c(E'') - f_v(E' - \hbar\omega)] dE'' \quad (2.11)$$

ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 m_0 は真空中の電子の質量、 c は真空中の光の速度、 \bar{n} は媒質の屈折率である。また、 $\rho_c(E'')$ は伝導帯のエネルギー E'' における状態密度、 $\rho_v(E' - \hbar\omega)$ は価電子帯のエネルギー $E' = E'' - \hbar\omega$ における状態密度である。 $|M(E'', E' - \hbar\omega)|^2$ は二つの準位 E'' と $E' (= E'' - \hbar\omega)$ の間の遷移行列要素の二乗で、次式で与えられる。

$$|M(E'', E' - \hbar\omega)|^2 = \left| \langle \phi_{E''}(\mathbf{r}) | \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} | \phi_{E' - \hbar\omega}(\mathbf{r}) \rangle \right|^2 \quad (2.12)$$

\mathbf{e} は偏光方向を表す単位ベクトルである。また $f_c(E'')$ 、と $f_v(E' = E'' - \hbar\omega)$ は(2.4a)、(2.4b)で与えられる。電子密度 n と正孔密度 p は、次式で与えられる。

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E') f_c(E') dE' \quad (2.13a)$$

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_v(E' - \hbar\omega) [1 - f_v(E' - \hbar\omega)] dE' \quad (2.13b)$$

伝導帯および価電子帯の状態密度は放物線型バンドで近似できる。この場合には、電子エネルギーは次式で表される。

$$E' = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}, E'' = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (2.14)$$

m_e^* 、 m_h^* はそれぞれ電子、正孔の有効質量である。この場合は状態密度は、次式で与えられる。

$$\rho_c(E') = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E'} \quad (2.15a)$$

$$\rho_v(E') = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E''} \quad (2.15b)$$

電子の波動関数はブロッホ関数により次式で与えられる。

$$\phi_i(\mathbf{r}) = V^{-1/2} u_i(\mathbf{r}) \exp(j\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}), \quad (i = c, v) \quad (2.16)$$

V は体積である。遷移に関しては結晶運動量の保存則 $k_c = k_v$ が成り立つので、式(2.11)は次のようになる。

$$G(\hbar\omega) = \frac{\pi q^2 m_r^{3/2} |M(E', E' - \hbar\omega)|^2}{2\epsilon_0 m_0^2 \hbar^3 c \bar{n} \omega} \sqrt{\hbar\omega - E_g} \\ \times \left[\left\{ 1 + \exp \left(\frac{m_r}{m_h^*} \cdot \frac{\hbar\omega - E_g}{kT} - \frac{F_c - E_c}{kT} \right) \right\}^{-1} \right. \\ \left. - \left\{ 1 + \exp \left(-\frac{m_r}{m_e^*} \cdot \frac{\hbar\omega - E_g}{kT} - \frac{F_v - E_v}{kT} \right) \right\}^{-1} \right] \quad (2.17)$$

ここで m_r は換算質量($1/m_r = 1/m_e^* + 1/m_h^*$)である。

通常のIII-V族化合物はセン亜鉛型結晶構造であり、 M^2 はKaneの $k \cdot p$ 摂動理論より、

$$M^2 = \frac{m_0}{m_c^*} \cdot \frac{m_0 E_g (E_g + \Delta)}{12(E_g + 2\Delta/3)} \quad (2.18)$$

で与えられる¹¹⁾。 Δ は重い正孔帯の頂上のエネルギーとスプリットオフ帯の頂上とのエネルギー差である。

3. ダブルヘテロ接合レーザー

半導体レーザーの実用化への第一歩は1970年に林、アルフレッドによりAlGaAs/GaAsダブルヘテロ接合による室温連続発振が達成されたことである^{10,11)}。その後数年間にわたって、AlGaAsダブルヘテロ接合レーザーの結晶欠陥の除去による寿命の改善と発振モード制御素子構造による単一モードが実現され、1980年までに今日の発展の基礎が築かれた。

3.1 GaAsホモ接合からAlGaAs/GaAsヘテロ接合へ

1962年に実現されたGaAs pn接合レーザーはn型GaAsにZnを拡散して形成された。レーザー発振は狭い幅($\sim 1\mu\text{s}$)のパルス電流で確認されたが、室温のしきい電流は $\sim 100\text{kA/cm}^2$ と高く、直流駆動による連続レーザー発振は不可能であった。GaAsでは電子の移動度が正孔に比べて約一桁大きい、(電子： $\sim 3000\text{cm}^2/\text{Vs}$ 、正孔： $\sim 200\text{cm}^2/\text{Vs}$)p領域に注入される電子はn領域に注入される正孔より多く、発光は主にp領域で生じる。この発光領域である活性層の厚さは電子の拡散距離程度($\sim 2\mu\text{m}$)である。このように、ホモ接合レーザーの構造はキャリアが主に注入されるp層をキャリアの注入層となるn層とp層で挟むppn3層構造となる。

キャリアの再結合発光を生じる中央のp層で誘導放出の条件(2.9)を考慮すると、 $F_c - F_v > E_g$ を充たすには、キャリア注入層となる外側のp層とn層のうち少なくとも有効質量が小さく縮退しやすい電子の擬フェルミ準位が伝導帯バンド内あることが必要である。しきい電流密度はn層のドーピングを $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 以上、p層のドーピングを $5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 以上に高くすることにより $\sim 30\text{kA/cm}^2$ まで低減された。この3層構造の追及により、吸収損失はp層へ込みだす光の自由キャリア吸収であり、これを低減するには、p層のキャリア濃度を活性層と独立に低減するとともに禁制帯が大きくかつ屈折率の小さい材料に変えることが必要である。1966年に気相成長により作られたAlGaAsのpn接合の発光が調べられたが、結晶性が悪く、発光効率の低いものであった¹²⁾。AlGaAsは正確には $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ と書き表され、AlAsを x 、GaAsを $(1-x)$ の割合で作られた混晶である。AlAsはGaAsと格子定数が殆ど同じ(AlAs: 0.566nm 、GaAs: 0.565nm)であり、ヘテロ界面に欠陥を生じない接合を形成できる。1967年に液相エピタキシャル成長法により室温で $0.78\mu\text{m}$ で発振するAlGaAsレーザーが実現され、AlGaAs/GaAsヘテロ構造の導入を可能にした¹³⁾。

3.2 AlGaAs/GaAsダブルヘテロレーザー

ヘテロ接合の作製法としてスライド法による多層成長

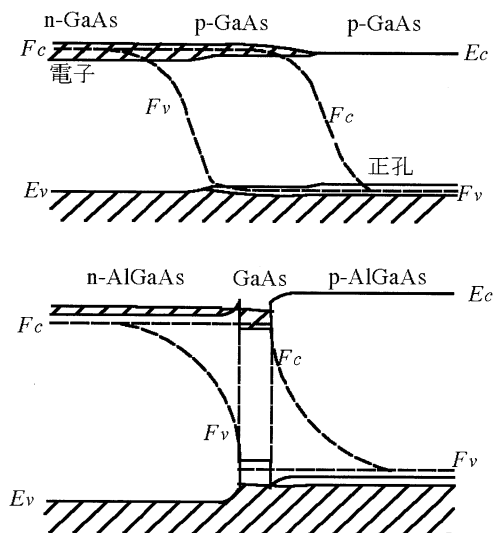


Fig.3.1 Forward biased homo- and hetero-junctions.

技術が開発され、ダブルヘテロ接合により、キャリアを拡散距離に比べて十分薄い厚さ $\sim 0.2\mu\text{m}$ の中に閉じ込めることが可能となり、室温のしきい電流密度を一挙に従来の $\sim 1/10$ の $\sim 2\text{kA}/\text{cm}^2$ に低減され1970年に室温連続発振が達成された。

Fig.3.1にホモ接合とヘテロ接合を順方向にバイアスしたエネルギーバンド図を示す。電子と正孔が注入され、再結合発光を生じるGaAs層は活性層といわれる。活性層は禁制帯の大きいp-AlGaAsとn-AlGaAsでサンドイッチ状に挟まれている。この段階では活性層に注入される伝導電子と正孔をポテンシャル障壁によりGaAs活性層内に閉じ込める“キャリア閉じ込め”効果がレーザーのしきい電流の低減のための本質的な改善であった。GaAsはAlGaAsに比べて屈折率が大きくレーザー光を活性層内に閉じ込める“光閉じ込め”効果がしきい電流の低減に必要である。

Fig.3.2にダブルヘテロレーザーの基本構造を示す。レーザー共振器は活性層と垂直に一对の平行平面反射鏡をもつファブリ・ペロー型である。平行平面反射鏡は一般に化学結合の弱い(100)面をヘキ開して形成される。(110)面と垂直な(001)面がエピタキシャル成長の基板として使われる。電子と正孔が注入され、再結合発光を起こす領域が活性領域であり、その両側のクラッド層に比べて禁制帯エネルギーを小さくしてキャリアを閉じ込める。活性領域

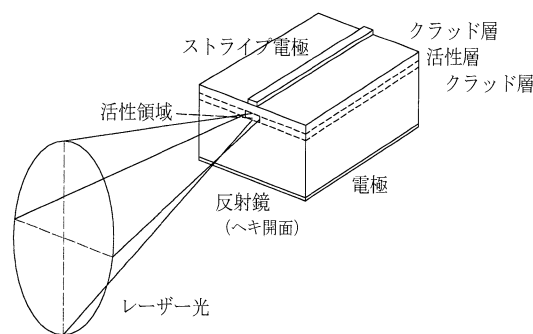


Fig.3.2 Semiconductor laser structure.

は3次元光導波路であり、その屈折率をクラッド層とヘテロ接合に平行な横方向の屈折率より大きくしてキャリアと光の相互作用を強めている。しきい電流を低くする観点から、活性領域の厚さは $\sim 0.1\mu\text{m}$ 以下にする。活性領域の幅は基本横モードで発振する幅 $\sim 2\mu\text{m}$ に制限されている。光導波路の断面のサイズが小さいため、空气中にレーザー光を取り出すと回折により $\sim 10^\circ \times \sim 30^\circ$ に広がるので、平行光を得るには非球面レンズなどで補正する。活性領域の上のクラッド層表面にストライプ状の電極を形成する。素子のサイズは、長さ(共振器)300 \sim 500 μm 、幅100 \sim 200 μm 、厚さは $\sim 100\mu\text{m}$ である。

3.3 半導体レーザー材料と作製技術

室温連続発振が可能になった段階で最大の問題となったのはレーザー発振すると短時間で故障する寿命の問題であった。レーザー光により欠陥部の自己吸収破壊が起こることなどが推測されたが、AlGaAsの場合は成長中にGa融液に微量に含まれる酸素が転位の近傍に暗点として観測される欠陥を生成し、動作時に暗線となって破壊することが判明し、成長中の酸素の除去により劣化が克服された。また、高出力動作時にレーザー光を取り出す共振器端面付近のレーザー強度が内部に比べて高いことによる吸収発熱が禁制帯を狭めさらに吸収発熱を惹き起こす熱的な破壊が生じたが、端面部の近傍をn領域にすると活性領域より禁制帯が大きくなり吸収が少なくなるとともにキャリアの表面再結合を生じないようにすることができ“窓構造”にすることにより克服されてきた。

1976年に現在の光通信の主役であるInPを基板とするInGaAsPダブルヘテロ構造レーザーが現れた¹⁴⁾。石英光ファイバの低損失、低分散である波長帯と重なる1.2 \sim 1.65 μm で発振し、光通信の光源として高速変調時でも単一波長で発振する“動的単一モード”レーザーである分布帰還型レーザーなど光通信用高性能デバイスとして開発されてきた。

半導体レーザーの進歩は薄膜エピタキシャル結晶成長技術の進展により進歩してきた。AlGaAsやInGaAsPレーザーも当初は結晶欠陥の少ない液層エピタキシャル成長法(Liquid Phase Epitaxy, 以下LPEと略記する)が用いられた。1980年代に入って分子線エピタキシャル成長技術(Molecular Beam Epitaxy, 以下MBEと略記する)と有機金属気相成長技術(Metal Organic Vapor Phase Epitaxy, 以下MOVPEと略記する)が開発され、素子特性の向上に大きく寄与してきた。キャリアの閉じ込めに量子井戸を用いることが基本となり、量子井戸レーザーとして商品化され、さらに量子線、量子ドットレーザーへと展開している。また、LPEでは実現できなかった0.6 μm 帯のAlGaInP、最近の最大のトピックである0.4 μm 帯のAlGaInNレーザーなどを実現させた。

Fig.3.3は現在実用化されている材料のレーザー波長と組成の関係を示す。Al_xGa_{1-x}AsはAl組成xが増えると E_g は増えるのでヘテロ障壁の形成が可能である。また、 $x < 0.45$ で直接遷移型であり、伝導帯の底と価電子帯の頂上は波数 k 空間では Γ 点で一致する。このため、半導体レーザー材料

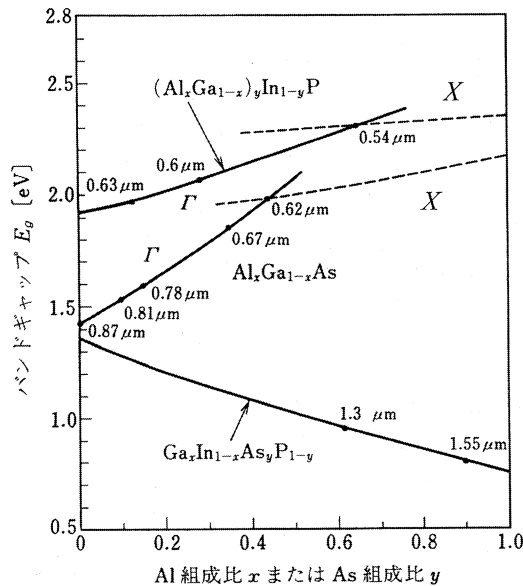


Fig.3.3 Bandgap energy vs. Al content x or As content y of alloy semiconductors lattice-matched to GaAs or InP.

として $0 < x < 0.4$ の範囲で使うことができ、レーザー波長 $900\text{nm} \sim 750\text{nm}$ が期待でき CD 用の 780nm を主体に広く使われている。また、光通信用の InP と格子整合する InGaAsP では $1.2 \sim 1.6\mu\text{m}$ 、DVD 用の GaAs と格子整合する AlGaInP では $630 \sim 690\text{nm}$ が可能である。

一方、加工技術として重要な発振モード制御のための光導波路や回折格子のパターン作製に、従来の光学リソグラフィから電子ビームリソグラフィへ、化学エッチングからドライエッチングへと発展し、各種の単一モード発振レーザーの実現とともに、アレイ化や変調器などを組み込んだ集積化が可能となってきた。これらの作製技術については紙面の都合上省略するが、末尾に挙げた参考文献を参照されたい。

4. 半導体レーザーの特性解析

4.1 発振条件

ここでは、半導体レーザーの発振条件について現象論的に述べる。光を共振器のへき開端面反射鏡の間を往復させ、共振器内に閉じ込めることにより定在波を作り、誘導放出による増幅を利用して発振を起こす。レーザー発振が起こっている状態では反射鏡の間を往復して反射鏡と平行な等位相面をもつ定在波が形成されており、反射鏡からの透過により出力が取り出される。定在波としては伝播方向とその垂直な方向に形成される。前者は縦モード、後者は横モードと呼ばれる。

縦モードは多数のモードで発振が可能である。 m 番目のモードの伝播定数を β_m 、単位長あたりの光損失、誘導放出による電力利得を、それぞれ、 $\alpha(\text{cm}^{-1})$ 、 $g(\text{cm}^{-1})$ 、前面と裏面の反射鏡の電力反射率を R_f 、 R_r で表し、反射鏡で位相のシフトがないとする。 m 番目の定在波がレーザー発振する条件は、共振器内の任意の位置 $z = z_0$ から出発し、 $z = L$ で反射

されて逆行し、 $z = 0$ で反射され、再び $z = z_0$ に戻ったときに光強度は元の大きさと同じでなければならないことから、

$$\sqrt{R_f} \sqrt{R_r} \exp[-2\alpha L + 2gL - j2\beta_m L] = 1 \quad (4.1)$$

となる。この条件を充たす利得をしきい値利得と呼び、 g_{th} で表すと、次のようになる。

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_f R_r} \right) \quad (4.2)$$

半導体の禁制帯エネルギーより小さいエネルギーの光はバンド間の誘導吸収は無視できるが、自由キャリアによる吸収が存在し、その密度に比例する。通常の半導体レーザーでは $\alpha \approx 10\text{cm}^{-1}$ である。共振器の長さは $L = 0.03\text{cm}$ 、反射率は半導体(屈折率 ≈ 3.5)と空気とのフレネル反射を利用する場合は $R_f = R_r = 0.3$ となるので、しきい値利得として $g_{th} = 50\text{cm}^{-1}$ 程度となる。

レーザーの発振波長は (4.1) 式の虚数部が 0 となる条件から、

$$2\beta_m L = 2\pi m \quad (m \text{ は正の整数}) \quad (4.3)$$

となり、伝播定数を $\beta_m = 2\pi n_{eq}/\lambda_m$ と表すと、共振波長は

$$\lambda_m = 2n_{eq} L / m \quad (4.4)$$

となる。通常の発振波長が $0.4 \sim 2\mu\text{m}$ の半導体レーザーでは、 $\lambda_m \ll L$ であり、 λ_m は誘導放出の可能な禁制帯エネルギーに対応する波長付近では異なる幾つかの共振波長で発振が可能である (m の値は、たとえば $L = 0.03\text{cm}$ の $0.9\mu\text{m}$ で発振する。GaAs レーザーの場合は $n_{eq} = 3.6$ であることを考慮すると 1200 である)。これらの共振波長の差 $\Delta\lambda$ は一般に $\Delta\lambda \ll \lambda_m$ となり、次式で与えられる。

$$\Delta\lambda = \left| \lambda_m - \lambda_{m+1} \right| \approx \lambda^2 / (2\pi n_{eff} L) \quad (4.5)$$

ここで、

$$n_{eff} = n_{eq} \left[1 - \left(\lambda / n_{eq} \right) \left(\partial n_{eq} / \partial \lambda \right) \right] \quad (4.6)$$

は実効屈折率とよばれる。

発振モードは多くの応用では単一波長・基本横モードであることが望ましい。このため各種の素子構造が開発されており、次回の 5 章で改めて述べる。

4.2 キャリヤ再結合寿命と内部発光効率

キャリヤの再結合寿命 $\tau(n)$ は、

$$\frac{1}{\tau(n)} = \frac{1}{\tau_r(n)} + \frac{1}{\tau_{nr}(n)} \quad (4.7)$$

で与えられる。ここで $\tau_r(n)$ はバンド間の発光再結合寿命、 $\tau_{nr}(n)$ は非発光再結合寿命である。 $1/\tau_r$ は発光再結合の割合、 $1/\tau_{nr}$ は非発光再結合の割合である。したがって内部量子効率 η_i は (4.7) より次式で表される。

$$\eta_i = \frac{1/\tau_r}{1/\tau_r + 1/\tau_{nr}} \quad (4.8)$$

$1/\tau_r$ は注入キャリア密度 n が小さく、レーザー発振の生じない非縮退の状態では n に比例して増加し、しきい値以上では

縮退してバンドエネルギーの低い準位から詰められていくために増加の割合は小さくなり、一定値に近づく。

非発光再結合のプロセスとしては、結晶欠陥など禁制帯内にエネルギー準位を形成する再結合中心を介する再結合の他に、Fig.4.1に示すようなオージェ過程と呼ばれる3粒子非発光再結合過程が考えられている。2個の電子と1個の正孔が衝突して一方の電子が正孔と再結合し他方の電子はそのエネルギーを得て伝導帯内の高い準位に励起される過程(CCH過程)、2個の重い正孔と電子が再結合し他方の正孔がスピン分離帯または軽い正孔帯へ励起をされる過程(CHHS過程, CHHL過程)である。低ドーパの活性層ではこの割合は n^3 に比例するので、 $1/\tau_{nr}$ は n^2 に比例する。

4.3 レート方程式による特性解析

発振しきい値と光出力を取り扱う場合に、半導体レーザー内部では2.1で述べたような準熱平衡状態にある場合に近似的にキャリア密度と光子密度の関係を表す一組の微分方程式が得られる。シュレーディンガーの方程式から導かれるキャリアの密度行列に関する運動方程式とレーザー共振器内の光のモードに関する波動方程式をリンクさせたものを近似して得られるもので、レート方程式と呼ばれる。

単一モードで発振するレーザーについて、光子密度を s 、キャリア密度を n とすると、これらの時間変化は

$$\frac{ds}{dt} = g(n)s - \frac{s}{\tau_p} + \beta \frac{n}{\tau_r(n)} \quad (4.9a)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{qd} - \frac{n}{\tau(n)} - g(n)s \quad (4.9b)$$

で近似される。自然放出係数 β は(4.9a)の右辺の第3項は自然放出により発生した光子がレーザーモードに結合してレーザー発振の種となることを取り入れたものである。 J は電流密度、 $g(n)$ はキャリア密度に依存した利得である。光子寿命 τ_p はレーザー共振器内に光子が滞在できる時間であり、

$$\frac{1}{\tau_p} = \alpha_a \frac{1}{\Gamma} \left\{ (1-\Gamma)\alpha_c + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_f R_r} \right) \right\} \quad (4.10)$$

と定義される。 α_a は活性層の光吸収係数、 α_c はクラッド層の光吸収係数である。 Γ は活性層の光閉じ込め率である。

β は通常のレーザーでは $\sim 10^{-5}$ 程度であり、自然放出の寄与は計算上では無視できる。発振開始条件は、(4.9a)、

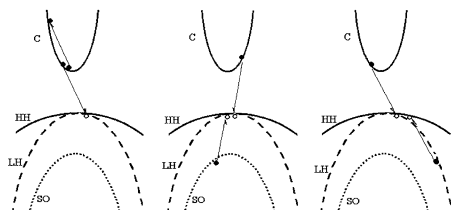


Fig.4.1 Band to band Auger recombination processes. (C: Conduction band, HH: Heavy hole band, LH: Light hole band, SO: Spritt-off band)

(4.9b)式で $s=0$ と置くことにより、次のように求められる。

$$g(n_{th}) = 1/\tau_p \quad (4.11)$$

$$J_{th} = qdn_{th}/\tau(n) \quad (4.12)$$

n_{th} はしきいキャリア密度、 J_{th} はしきい電流密度である。

定常状態で自然放出の寿命 $\tau(n)$ がキャリア密度 n に依存せず一定で利得 $g(n)$ は近似的に

$$g(n) = B(n - n_g) \quad (4.13)$$

で与えられる場合を考える。 n_g は誘導放出と吸収が等しくなるキャリア密度で、透明キャリア密度と言う。

定常状態のレート方程式は次式で与えられる。

$$\left\{ \Gamma B(n - n_g) - \frac{1}{\tau_p} \right\} s = 0 \quad (4.14a)$$

$$\Gamma B(n - n_g)s + \frac{n}{\tau} = \frac{J}{qd} \quad (4.14b)$$

$J < J_{th}$ の場合は $s \neq 0$ であるので、

$$n = \tau \frac{J}{qd} \quad (4.15)$$

となり、 n は J に比例して増加する。

$J > J_{th}$ の場合は、(4.14a)より n は一定となり、次式で与えられる。

$$n \equiv n_{th} = n_g + \frac{1}{\tau_p \Gamma B} \quad (4.16)$$

この n_{th} をしきいキャリア密度と言う。この n_{th} に対応する電流がしきい電流密度 J_{th} であり、(4.12)式で与えられる。この場合光子密度 s_0 は次式で与えられる。

$$s_0 = \frac{\tau_p}{qd} (J - J_{th}) \quad (4.17)$$

光子密度はしきい値以上に比例して増加する。

レート方程式を用いて半導体レーザーの変調周波数特性、ステップパルス応答などを求めることができる¹⁵⁾。電流に角周波数 ω の微小交流電流を重畳する場合の注入電流を

$$J = J_0 + j_m \cos \omega_m t \quad (4.18)$$

とするとキャリア密度、光子密度にも高周波成分が生じる。

$$\begin{aligned} n &= n_{th} + n_m \cos \omega_m t \\ s &= s_0 + s_m \cos \omega_m t \end{aligned} \quad (4.19)$$

高周波成分の振幅をそれぞれ n_1, s_1 とし、線形近似を行うと、 s_1 は次式の減衰振動を表す微分方程式で与えられる。

$$\frac{d^2 s_m}{dt^2} + \gamma \frac{ds_m}{dt} + \omega_R^2 s_m = 0 \quad (4.20)$$

緩和振動角周波数 ω_R と減衰定数 γ は次式で与えられる。

$$\omega_R = 2\pi f_R \equiv \sqrt{\frac{\Gamma B s_0}{\tau_p}}, \quad \gamma = \Gamma B s_0 + \frac{1}{\tau} \quad (4.21)$$

変調感度は次式で与えられる。

$$M(\omega) = \frac{\tau_p}{q^d} \cdot \frac{\omega_r^2}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_r^2)^2 + (G/2\pi)^2 \omega^2}} \quad (4.22)$$

Fig.4.2に変調感度の計算の例を示す¹⁵⁾。低い周波数帯では変調感度は平坦であるが、周波数 f_R で共鳴状のピークを示す。この周波数を越えると、変調感度は急激に減少する。この緩和周波数が周波数特性の上限を与える目安である。

矩形波電流によるステップ応答特性はFig.4.3のようになり、電流によるキャリア注入がしきい値キャリア密度に達し、発振が生ずるまで時間がかかる。この遅延時間 τ_d は、電流の振幅が大きくなると短くなり、最近では30GHz以上の電流による直接変調が可能で素子が実現されている。

キャリアの再結合寿命の測定にこのレーザー遅延時間を用いる。しきい電流以下の直流バイアス電流に矩形パルス電流を重ねて、レーザー発振に到るまでの遅延時間を測定し、理論値と比較してキャリア再結合時間を求める方法である。キャリアの再結合時間がキャリア密度に依存しない場合は、(4.8b)式で $s = 0$ として、遅延時間は次式で与えられる¹⁶⁾。

$$\tau_d = \tau \ln \left(\frac{I_p}{I_p + I_b - I_{th}} \right) \quad (4.23)$$

バイアス電流 I_b またはパルス電流の振幅 I_p を変えて、 τ_d を測定すればキャリア再結合寿命 τ が得られる。これを(4.12)式に代入するとしきいキャリア密度 n_{th} が求まる。

4.4 光出力

レート方程式 (4.8a), (4.8b) 式より電流密度 J がしきい値を越えると、レーザー光の光子密度 s が増加し、利得は $g(n_{th})$ 一定に保たれ、レーザー出力は $(J - J_{th})$ に比例して増加することが導かれる。そのスロープ効率は共振器損失 α_m と吸収係数 α により次式で与えられる。

$$\frac{\Delta P}{\Delta I} = \left(\frac{\hbar \omega}{q} \right) \eta_d = \left(\frac{\hbar \omega}{q} \right) \eta_e \cdot \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha} \quad (4.24)$$

ここで、 $\eta_d = \eta_e \cdot \eta_i$ は外部微分量子効率であり、 η_i は内部量子効率、 η_e は電流利用効率である。

共振器損失 α_m と吸収係数 α_a は(4.2)式より

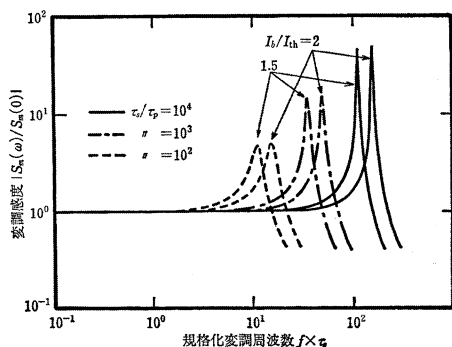


Fig.4.2 Frequency modulation characteristics of semiconductor laser

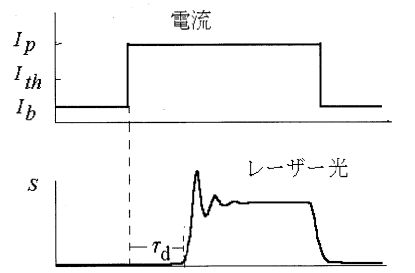


Fig.4.3 Laser output response to rectangular current pulse.

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_f R_r} \right), \quad \alpha = \Gamma \alpha_a + (1 - \Gamma) \alpha_c \quad (4.25)$$

で与えられる。

η_e は素子構造の問題であり、ヘテロ障壁から漏れるキャリアや活性層以外に流れるリーク電流の低減により改善される。半導体レーザーのしきい電流の低減で極めて重要な課題であり、多くの素子構造が開発されてきた。これについては次章の基本横モード発振に関連させて述べる予定である。

レーザーの内部の光を一方の端面から有効に取り出すには、取り出す面の反射率を下げ、反対側の反射率を大きくする必要がある。前面からの出力取り出し効率は

$$\eta_f = \eta_d \left(1 + \sqrt{\frac{R_f}{R_r} \left(\frac{1 - R_r}{1 - R_f} \right)} \right)^{-1} \quad (4.26)$$

となることが導かれる。この式は高出力レーザーなどの設計に有用な式である。

参考文献

- 本稿の半導体レーザーの基礎についての参考書として以下の1)～8)の書籍を推薦する。
- 1) 栖原敏明：半導体レーザーの基礎(共立出版, 1998)。
 - 2) Chow, Koch: *Semiconductor-Laser Physics* (Springer -Verlag, 1998)。
 - 3) Shun Lien Chuang: *Physics of Optoelectronic Devices* (John Wiley and Sons, Inc. 1995)。
 - 4) 応用物理学会編／伊賀健一編著：半導体レーザー (オーム社, 1994)。
 - 5) 伊藤良一, 中村道治編：半導体レーザー「基礎と応用」(培風館, 1989)。
 - 6) 応用物理学会編：半導体レーザーの基礎 (オーム社, 1987)。
 - 7) 末松安晴編：半導体レーザーと光集積回路 (オーム社, 1984)。
 - 8) Casey and Panish: *Heterostructure Lasers* (Academic Press, 1978)。
 - 9) E. O. Kane: *J. Phys. Chem. Solids* **1** (1957) 249。
 - 10) Zh. I. Alferov, et al.: *Soviet Physics-Semiconductors* **3** (1970) 1107。
 - 11) I. Hayashi, P. B. Panish, P. W. Foy, and S. Sumski: *Appl. Phys. Lett.* **17** (1970) 109。
 - 12) S. M. Ku, and J. F. Black: *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 733。
 - 13) W. Susaki, T. Sogo, and T. Oku: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-4** (1968) 422。
 - 14) J. J. Hsieh, J. J. Hsieh, J. A. Rossi, and T. Oku: *Appl. Phys. Lett.* **28** (1976) 709。
 - 15) T. Ikegami and Y. Suematsu: *Proc. IEEE* **55** (1967) 122。
 - 16) K. Konerth and C. Lanza: *Appl. Phys. Lett.* **4** (1964) 120。