

半導体レーザーの基礎 III

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 III

Wataru SUSAKI

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

(Received September 10, 2001)

6. 量子井戸レーザー

6.1 しきい電流密度の活性層厚さとの関係

ダブルヘテロレーザーのしきい電流密度は, Fig.6.1に示すように, 活性層の厚さ d が小さくなると, 厚さに比例して減少するが, $d \leq \sim 0.1\mu\text{m}$ 以下になると逆に上昇する. これは d がある程度大きい間は光波とキャリアはヘテロ接合内に閉じ込められ, しきい電流は d に比例する. d を光波の波長より小さくしていくと, 光波の電磁界が活性層外部に広がり, 光閉じ込め係数 Γ は(5.22)より d に比例するようになる. 一方, キャリヤ密度は $1/d$ に比例して増加する. これらの積で決まる利得は一定の最小値に近づく. さらに d を $0.1\mu\text{m}$ 以下に小さくしていくと, 発振に必要なキャリヤ密度に達するまでに, ヘテロ接合の外へキャリヤがオーバーフローするようになり, しきい電流は急激に上昇する.

このため, 光を $d \sim 0.1\mu\text{m}$ の幅に閉じ込め, その中心部にキャリヤの閉じ込め層を設けるSCH(Separate Confinement Heterostructure)構造が開発された³¹⁾.

キャリヤを閉じ込める層の幅はド・ブロイ長 λ_d より小さ

くできる. λ_d より短いキャリヤ閉じ込め層ではキャリヤが粒子と波動の二重性を併せ持つ量子として振る舞うので, 量子井戸レーザーという. λ_d は次式で与えられる.

$$\lambda_d = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_e E}} = \frac{h}{\sqrt{2m_e k_B T}} \quad (6.1)$$

ここで p は運動量を表す. キャリヤの平均のエネルギー E は熱エネルギー $k_B T$ に等しい. GaAsの場合は電子の有効質量は $m_e = 0.067$ であり, λ_d は室温で $\sim 30\text{nm}$ となる.

SCH構造量子井戸レーザーの層構造をFig.6.2に示す. 量子井戸の両側の層を光導波層と呼び, その外側にエネルギーギャップが大きく, 屈折率の小さいクラッド層がある. (a)は単一量子井戸(SQW; Single Quantum Well), (b)は多重量子井戸(MQW; Multi Quantum Well), (c)はGRIN(Graded Index)-SCH量子井戸と呼ぶ. GRIN-SCHでは光導波層のエネルギーギャップを, クラッド層と量子井戸層の間で, 減少するように徐々に変化させて屈折率が中央の量子井戸に近いほど大きくしている. GRIN-SCHでもSQWに替えてMQWにすることができる. MQWの量子井戸間の層を障壁層と呼ぶ. 量子井戸レーザーは1975年にMBEによって実現された^{32,33)}が, 0.25kA/cm^2 と低いしきい電流

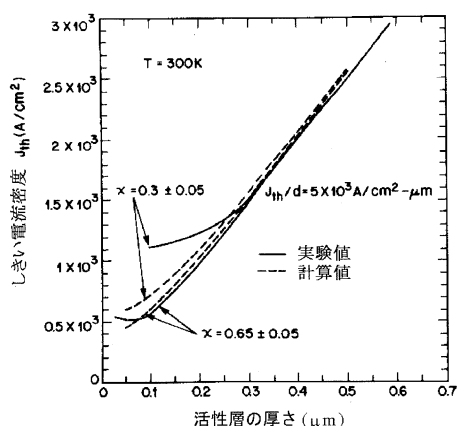


Fig.6.1 Threshold current vs. active region width for AlGaAs/GaAs double heterostructure lasers.

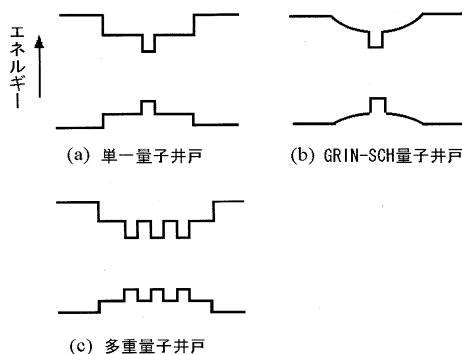


Fig.6.2 Layer structure of quantum well lasers.

密度³⁴⁾が得られて以来、大きく進展してきた。MBEとMOCVD成長技術による原子層オーダーの層厚制御が可能になり、現在の主流となった。

6.2 量子井戸におけるキャリア

量子井戸内では電子は量子井戸と垂直な方向で量子化されるが、平行面内では自由に動くことができるので2次元キャリアとなる。伝導帯の2次元電子のとりうるエネルギー E および波動関数 $\psi(x, y, z)$ の z 成分 $\phi(z)$ は、定常状態のシュレーディンガーの波動方程式、

$$\frac{d^2}{dz^2} \phi(z) + \frac{2m_e}{\hbar^2} [E - V_c(z)] \phi(z) = 0 \quad (6.2)$$

を解くことによって得られる。ここで \hbar はプランク定数、 m_e は電子の有効質量、 $V_c(z)$ は電子のポテンシャルエネルギーである。(6.2)式は光導波モードの解析に用いたマクスウェルの方程式と数学的には同等である。

層面に垂直な z 方向に、 $z=0$ で対称な幅 L_z の井戸型ポテンシャルを仮定すると、 E_n と $\psi(x, y, z)$ は次式で表される。

$$E = E_n + \hbar^2/2m_e (k_x^2 + k_y^2) \\ \psi(x, y, z) = \phi(z) \exp[j(k_x x + k_y y)], n=1, 2, \dots \quad (6.3)$$

ここでは \hbar プランク定数、 m_e は電子の有効質量、 k_x, k_y は電子の波数である。 $V_c(z)$ は井戸の底を基準にして、深さ ΔE_c の単一量子井戸の場合には、次式で表される。

$$V_c(z) = \begin{cases} 0 & (|z| < L_z/2) \\ \Delta E_c & (|z| > L_z/2) \end{cases} \quad (6.4)$$

E_n と $\phi_n(z)$ は、波動関数が $z = \pm L_z/2$ で $\phi(z)$ が連続であること、 $(1/m_e) d\phi/dz$ が連続であること(電荷の流れが連続である)による境界条件から量子化される。 m_e は各層の材料の組成で決まる z の関数である。 m_e と $V_c(z)$ の対称であるとし、 $\phi(z)$ は量子井戸から遠ざかるほど減少することを考慮すれば、 $\phi(z)$ は z の偶関数または奇関数となる。

$k_e = \sqrt{2m_{ew}E}/\hbar$, $\gamma_e = \sqrt{2m_{eb}(\Delta E_c - E)}/\hbar$ とおけば、

$$\phi(z) = \begin{cases} A \cos(k_e L_z/2) \exp\{-\gamma_e(z - L_z/2)\}, & (z > L_z/2) \\ A \cos(k_e z), & (|z| < L_z/2) \\ A \cos(-k_e L_z/2) \exp\{+\gamma_e(z + L_z/2)\}, & (z < -L_z/2) \end{cases} \quad (6.5a)$$

または、

$$\phi(z) = \begin{cases} A \sin(k_e L_z/2) \exp\{-\gamma_e(z - L_z/2)\}, & (z > L_z/2) \\ A \sin(k_e z), & (|z| < L_z/2) \\ A \sin(-k_e L_z/2) \exp\{+\gamma_e(z + L_z/2)\}, & (z < -L_z/2) \end{cases} \quad (6.5b)$$

となる。 $\phi(z)$ はFig.6.3のように井戸内では振動的に変化し、

井戸から遠ざかるにしたがって指数関数的に減少する。

電子の取り得るエネルギーは $z = \pm L_z/2$ で $\phi(z)$ と $(1/m_e) d\phi/dz$ が連続である境界条件から得られる特性方程式、

$$k_e \tan(k_e L_z/2) = \frac{m_{ew}}{m_{eb}} \gamma_e \quad (6.6a)$$

$$k_e \cot(k_e L_z/2) = -\frac{m_{ew}}{m_{eb}} \gamma_e \quad (6.6b)$$

から決定される。この方程式はFig.6.4のようにグラフを用いて解くことができる。これらの式で $k_e L_z/2 = \xi$ とくと、

$$\xi \tan \xi = \left(\frac{m_{ew}}{m_{eb}} \right)^{1/2} \left\{ \left(\frac{m_{ew} \Delta E_c L_z^2}{2\hbar^2} \right) - \xi^2 \right\}^{1/2} \quad (6.7a)$$

$$\xi \cot \xi = -\left(\frac{m_{ew}}{m_{eb}} \right)^{1/2} \left\{ \left(\frac{m_{ew} \Delta E_c L_z^2}{2\hbar^2} \right) - \xi^2 \right\}^{1/2} \quad (6.7b)$$

と書き換えられるから、 ξ を横軸にとり、これらの式の左辺と右辺のグラフを描けば、 ξ の根は交点の横座標で与えられる。グラフより根の個数は $[1 + (2m_{ew} \Delta E_c L_z^2 / \pi^2 \hbar^2)^{1/2}]$ であり、少なくとも1個ある。根を ξ_n とすれば、それに対応する電子のエネルギーは次式で与えられる。

$$E_n = (\hbar^2/2m_{ew}) (2\xi_n/L_z)^2 \quad (6.8)$$

ヘテロ接合面のポテンシャル障壁の高さが十分大きい場合には、波動関数 $\phi(z)$ は $|z| > L_z/2$ の領域では0となり、境界条件は $\xi = n\pi/2$ となるから、 E_n と $\phi_n(z)$ は次式で与えられる。

$$E_n = (\hbar^2/2m_e) (n\pi/L_z)^2 \\ \phi_n(z) = (\sqrt{2}/L_z) \cos(n\pi/L_z), n=1, 2, \dots \quad (6.9)$$

一般には $V_c(z)$ は有限であり、電子は井戸内に完全に閉じ込められず障壁層や光導波層にしみ出し、 E_n は小さくなる。

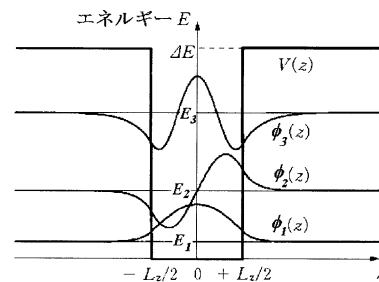


Fig.6.3 Wave functions and energy eigenvalues for electrons confined in a quantum well.

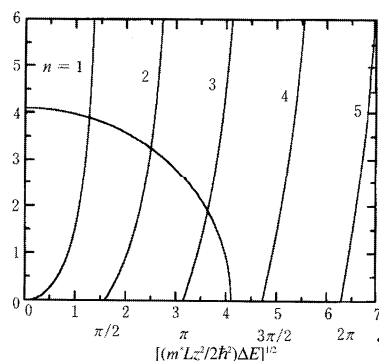


Fig.6.4 Graphical analysis of eigen value equations (6.6).

2次元電子のエネルギーは量子井戸と垂直な閉じ込めによる量子化されたエネルギー E_n と量子井戸面に平行な運動に関するエネルギーの和であり、

$$E = E_n + (\hbar^2/2m_{ew})k_{||}^2, \quad k_{||}^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (6.10)$$

と表される。これは電子のエネルギーの波数 $k_{||}$ に関する分散を表す。それぞれの量子数に対応する電子状態の集合をサブバンドと呼ぶ。

伝導帯の電子と同様に、価電子帯の正孔についても量子井戸内の閉じ込めによるサブバンドが形成される。価電子帯は重い正孔帯(HH)、軽い正孔帯(LH)、スプリットオフ帯(SO)からなり、単一の有効質量と分散関係では表すことができず、複雑なサブバンド構造となる。

量子井戸の有効質量は垂直方向と面内で異なる。 $k=0$ の近傍では、それぞれLuttingerパラメータ γ_1, γ_2 を用いて表される³⁵⁾。量子井戸と垂直な z 方向では、

$$m_{HHz} = m_0/(\gamma_1 - 2\gamma_2) \quad (6.11a)$$

$$m_{LHz} = m_0/(\gamma_1 + 2\gamma_2) \quad (6.11b)$$

量子井戸と平行な xy 面内では、

$$m_{HHxy} = m_0/(\gamma_1 + \gamma_2) \quad (6.12a)$$

$$m_{LHxy} = m_0/(\gamma_1 - \gamma_2) \quad (6.12b)$$

となることが導かれる。これらの式から、量子井戸と垂直な方向の有効質量はHHの方がLHより重い、量子化エネルギー E_n は、 $E_{HHn} < E_{LHn}$ である。しかし、面内では有効質量は逆にLHの方がHHより重い。これは"mass reversal"といわれる。次節で述べる状態密度の計算には面内有効質量が必要となる。GaAsではLuttingerパラメータ γ_1, γ_2 は、それぞれ6.8、1.9であり、この値を用いると $m_{HHz} = 0.33m_0$ 、 $m_{LHz} = 0.094m_0$ となる。

一例として $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子井戸($L_z = 20\text{nm}$)のエネルギーサブバンドをFig.6.5に示す。伝導帯はFig.6.5の(a)に示すように、量子数 n に対応する複数の分散曲線で表される状態に分割され、点線の曲線となる。実際にはバンド混合効果を考慮して補正が必要であり、実線のようになる。価電子帯の正孔について、 $k=0$ の価電子帯の頂上付近に注目すると、バルクではHHとLHが縮退しているため同じエネルギー E_v であるのに対して、量子井戸では有効質量の違いによってエネルギーが量子化されているためHHとLHで異なる。(6.12)式に示したように、量子井戸と垂直な方向の有効質量はHHの方がLHより重いので、HHのエネルギーはLHのエネルギーより小さくなり、バンド混合効果を考慮しないと、点線のようになる。実際には、実線で表される曲線となることが計算されている。正孔の場合HHとLHでエネルギーの差が小さく、波動として周波数が近い波であり、相互作用が大きいために、 $k \neq 0$ では、量子井戸ポテンシャルによる摂動で生じるバンド混合のため、有効質量の異方性ととも、エネルギーと波数の分散関係は放物線で表される関係から大きく異なり(バンドの非放物性)、正孔のあるものは負の面内有効質量をもち、電子的な振る舞いをする特異性が現れる³⁶⁾。

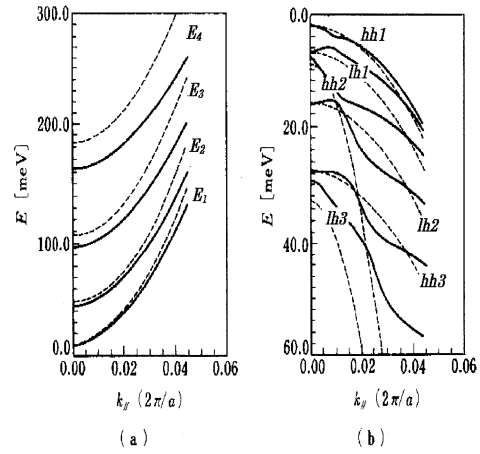


Fig.6.5 Energy subband structure of $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ single quantum well for electrons and holes ($L_z = 20\text{nm}$).

6.3 状態密度

次に単位エネルギー・面積当たりの状態密度 $\rho_{2D}(E)$ を求める。量子井戸に沿って一辺が L の正方形の領域を考え、周期的境界条件を適用する。 n 番目のサブバンドに注目すると、キャリアはヘテロ接合と垂直な方向に量子化されるので、電子は $E \geq E_n$ で存在し、 $E < E_n$ では状態密度が0である。面内有効質量は状態密度を決定する。面内波数ベクトルは $k_{xy} = k_{||} = (2\pi n_x/L, 2\pi n_y/L)$ 、($n_x, n_y = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$)に限られる。一個の電子状態は2次元の $k_{||}$ 面では $(2\pi/L)^2$ の面積を占める。 $E > E_n$ では E と $E + dE$ の間のエネルギーをもつ単一量子井戸の単位エネルギー・面積当たりの状態数 $\rho_{2D}(E)dE$ はスピンを考慮して次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \rho_{2D}(E)dE &= 2[2\pi k dk / (2\pi/L)^2] / L^2 \\ &= k dk / \pi = (m_e / \pi \hbar^2) dE \\ &\quad (E > E_n) \end{aligned} \quad (6.13)$$

すなわち、 $\rho_{2D}(E)$ はエネルギー E に依存せず、一定値 $m_e/\pi\hbar^2$ で与えられる。したがって全体の状態密度は各サブバンドの状態密度の和で与えられるから、次式のようになる。

$$\rho_{2D}(E) = \sum_{n=1}^{\infty} (2m_e/\pi\hbar^2) H[E - E_n] \quad (6.14)$$

ここで $H[x]$ は $x \geq 0$ で1、 $x < 0$ で0となる階段関数である。この状態密度は単位面積あたりの状態数であり、量子井戸の厚さには関係しない。Fig.6.6に2次元単一量子井戸と、(2.15a)式で与えられる3次元バルク結晶の状態密度に量子井戸の厚さ L_z 乗じたものを同時に示す。この図からわかるように、 $E = E_i$ では状態密度は等しくなる。

量子井戸では電子が1次元ポテンシャル井戸に閉じ込められるため、2次元の自由度をもつ。これに対して、2次元、3次元のポテンシャル井戸に閉じ込められると電子の運動の自由度は、それぞれ、1次元、0次元(自由度を失う)となる。これらは量子細線(quantum wire)、量子箱(quantum box)と呼ばれている。1次元、0次元電子の状態密度は、

$$\rho_{2D}(E) = 2 \sum_{n,n'} \delta(E - E_{nn'}) \quad (6.15a)$$

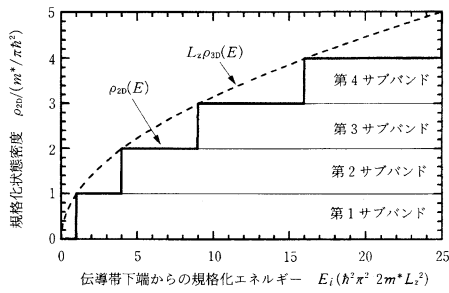


Fig.6.6 Normalized density of states for electrons in quantum well and bulk.

$$\rho_{2D}(E) = 2 \sum_{nn'} \delta(E - E_{nn'}) \quad (6.15b)$$

で表され¹⁾, 温度変化のない低しきい電流のレーザーとして研究されている.

6.4 利得としきい電流

レーザーの発振条件は, 線形利得に光閉じ込め係数を乗じたモード利得が全体の損失に等しいとして得られる.

$$\Gamma g_{th} = \Gamma \alpha_a + (1 - \Gamma) \alpha_{ex} + (1/L) \ln(1/R) \\ = \alpha + (1/L) \ln(1/R) \quad (6.16)$$

ここで α_a はキャリアが注入される量子井戸の損失, α_{ex} は光導波層と障壁層の損失の平均を表す. 通常のレーザーでは井戸層の損失 α_a と光導波層および障壁層の損失 α_{ex} が小さく等しいとして近似できるので, $\alpha_a = \alpha_{ex} = \alpha$ と置いた.

量子井戸の厚さを L_z , 光波の実効的な広がり厚さを L_o とすると, $L_z \ll L_o$ の場合は, 光閉じ込め係数は,

$$\Gamma = ML_z / L_o \quad (6.17)$$

と表すことができる. ここで量子井戸の数を M である. L_o は通常 $0.1\mu\text{m}$ になるように層厚が決められる.

量子井戸に注入されるキャリアの面密度を N , キャリヤの再結合寿命を τ とすると, 単一量子井戸の電流密度は

$$J_{SQW} = qN/\tau \quad (6.18)$$

MQWレーザーの注入電流密度 J_{MQW} は

$$J_{MQW} = MJ_{SQW} = M(qN/\tau) \quad (6.19)$$

となる. MQWレーザーではSQWレーザーに比べ, M 倍のモード利得が得られるが, 注入電流も M 倍になる.

発振キャリア密度が第一サブバンドにあり, SQWレーザーの利得が注入電流と線形な関係,

$$g = a(J_{SQW} - J_0) \quad (6.20)$$

で与えられる場合には, SQWレーザーのしきい電流密度は,

$$J_{SQW,th} = \frac{\alpha + (1/L) \ln(1/R)}{aL_z / L_o} + J_0$$

ここで J_0 は利得が0となる透明条件を与えるSQWレーザーの透明電流密度である.

MQWレーザーのしきい電流密度は

$$J_{MQW,th} = \frac{\alpha + (1/L) \ln(1/R)}{aL_z / L_o} + M \cdot J_0$$

となる. この結果はMQWレーザーの透明電流密度が M 倍になることを示している.

Fig.6.7は, 量子井戸の数 M を変えた場合のモード利得と注入電流密度の関係を示す³⁷⁾. 注入電流が低いときには擬似フェルミ準位が第一サブバンドの下端に近く, 利得はサブバンドの下端で最大となる. 注入電流を増加させると, 擬似フェルミ準位がバンド内に深く入り, サブバンド下端では利得が飽和する. しかし, 一つのサブバンドを考えたかぎり, 常にサブバンド端が最大の利得を与える.

電流を増加させると, 注入キャリアの擬似フェルミ準位は上昇し, SQWが最初に第二サブバンドの下端に達する. このキャリア密度でもモード利得が損失より小さい場合は発振を起こすにはさらに電流を増やしてキャリアを第二のサブバンドに注入されるようになるが, 状態密度が2倍になるので利得は線形近似が成り立たなくなる. これに対して, MQWでは M 倍のキャリア数まで第一サブバンドに収容が可能であり, モード利得は M 倍であるので, 透明キャリア密度が M 倍と高くなるにも関わらず, M を選べば第一サブバンドで発振に必要な利得を得ることができ, しきい電流を最小にする設計ができる.

6.5 歪量子井戸レーザー

ダブルヘテロ構造では格子整合のとれた半導体混晶の組み合わせが必須条件である. これに対して, 量子井戸では厚さが $\sim 10\text{nm}$ 以下と薄くでき, これを取り囲む層との間で格子定数がある程度違っていても, 量子井戸層を形成する原子の間隔が弾性範囲内で伸縮し, 結晶欠陥を発生させずに, 格子整合が可能となる. 格子定数が周囲の層より大きいものは圧縮歪, 小さいものは伸張歪の量子井戸である.

歪量子井戸は最初にGaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs量子井戸で実証された³⁸⁾. Inの組成 x が増えるに従い格子定数が増え, 圧縮歪を生ずるが, バンドギャップエネルギーは減少するので, GaAsとInPの間のギャップとなっていたバンドギャップが得られる. このため, $0.9 \sim 1.2\mu\text{m}$ のレーザー発振波長が得られる. とくに, $0.98, 1.02\mu\text{m}$ は光ファイバ増幅器の励起光源として実用化されている.

歪量子井戸レーザーでは圧縮歪が引っ張り歪かによって, Fig.6.8に示すように, サブバンド間のエネルギー差を制御できる. 歪による伝導帯第一サブバンドの底のエネルギー変化 ΔE_c , 価電子帯の重い正孔と軽い正孔サブバンド間

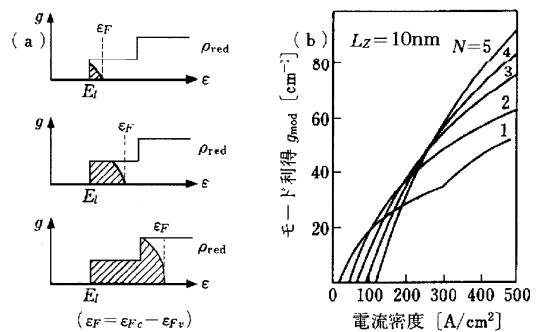


Fig.6.7 Modal gain vs. injection current density in quantum well laser. (a) filling of states by electron injection, (b) modal gain.

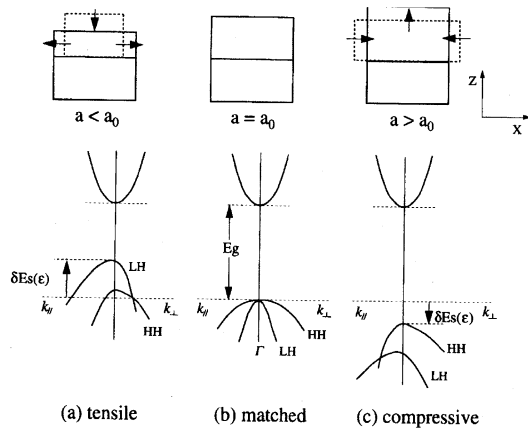


Fig. 6.8 Schematic view of strained layer quantum well.

の頂上のエネルギー変化 ΔE_{HH-LH} は次式で与えられる。

$$\delta E_s = \Delta E_c + \Delta E_v \quad (6.21a)$$

$$\Delta E_c = -2a_1 \frac{C_{12}}{C_{11}} \epsilon \quad (6.21b)$$

$$\Delta E_{HH-LH} = -a_2 \left(1 + 2 \cdot \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon \quad (6.21c)$$

ここで、 a_1, a_2 は変形ポテンシャル、 $\epsilon = (a_0 - a)/a_0$ は歪率で a_0, a は、それぞれ、基板および井戸層の格子定数を表す。 C_{11}, C_{12} は弾性スティッフネスである。主な半導体に対するこれらの値は例えば文献35)にまとめられている。

量子井戸の厚さと歪率により、正孔が注入されるサブバンドを制御することができる。しきい電流を低減するため、 ΔE_{HH-LH} を弾性限界内でできるだけ大きくし、圧縮歪の場合は重い正孔の第一サブバンドに、伸縮歪の場合は軽い正孔の第一サブバンドに注入されるようにして、実効的な価電子帯の状態密度を下げ、反転分布を起り易くする。

光通信に用いられるInP基板の1.55 μm $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 歪量子井戸レーザーのしきい電流と歪の関係をFig. 6.9に示す³⁹⁾。

6.6 量子井戸レーザーの実用化

しきい電流密度を低減するには反転分布を容易にするために状態密度を低減が必要である。量子井戸レーザーの大きな特徴はバルクに比べて状態密度を低減できることである⁴⁰⁾。状態密度は歪の導入により、さらに状態密度を低くできるようになり、しきい電流密度は数10A/cm²のものが得られるようになっている。しきい電流のみならず、変調特性や雑音特性も改善される⁴¹⁾。

しきい電流の温度変化は $I_t = I_0 \exp(T/T_0)$ の式で近似される。 T_0 はしきい電流の温度変化を表す特性温度であり、通常は100K程度である。特性温度が大きいほど温度変化が小さい。しきい電流の温度特性は高温で量子井戸内からキャリアが障壁層へ溢れるのを防ぐため、伝導帯のバンドオフセットの大きい材料の組み合わせが必要である。AlGaAs/GaAs量子井戸では、 $\Delta E_c/\Delta E_g = 0.67 \pm 0.01$, $\Delta E_v/\Delta E_g = 0.33 \pm 0.01$ であり、InP/InGaAsP量子井戸では、 $\Delta E_c/\Delta E_g = 0.39 \pm 0.01$, $\Delta E_v/\Delta E_g = 0.61 \pm 0.01$ であるため、AlGaAs/GaAs系に比べてInP/InGaAsP系では ΔE_c が小さい。GaAsを基板

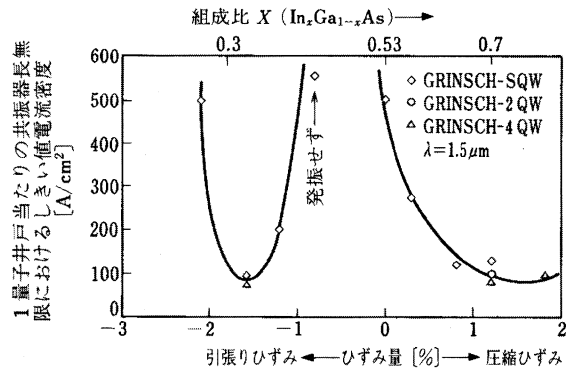


Fig. 6.9 Threshold current density/well of strained quantum well lasers with long cavity length.

とするInGaAs/GaAsP歪補償量子井戸は歪量子井戸の歪を打ち消す層で挟むものであり、特性温度300K以上のしきい電流の温度変化の小さいレーザーが実現された⁴²⁾。量子井戸は半導体レーザーの基本技術としてこの10年の間の進歩を遂げている。

量子井戸レーザーはバルクレーザーに比べ、微分利得が大きく高速動作が可能であり、光通信の信号光源として緩和周波数が30GHzを越える素子が開発されている⁴³⁾。

高出力化においても、量子井戸が基本であり、光ファイバ増幅器の励起光源として0.98 μm 高出力レーザー、光ディスクの記録用に出力が50mW以上の0.78 μm AlGaAsレーザー、0.65 μm AlGaInPレーザーが市販されている。

7. 半導体レーザーの発展

MBEやMOCVDにより、基板上へ1次元的に積層する層構造の作製が原子層オーダーの膜厚で制御が可能となってきた。さらに、電子ビーム露光とドライエッチング技術などのLSIで開発された微細加工技術の適用により、1 μm 程度の狭いストライプ幅やDFB、DBRレーザー回折格子が作製されるようになった。回折格子の間隔を変化させた光通信の波長多重化のアレイレーザーなどの作製も行われ、光変調器などの光素子や駆動回路などの電子回路を集積するPIC (Photonic Integrated Circuit), OEIC (Opto-Electronic Integrated Circuit) も光通信システムへの応用や、コンピュータの光インターコネクション、光計測などへ応用をめざしたデバイスが現実のものとなってきた。

新しく発展してきた素子構造としての面発光レーザー、赤色から青色へ一気に飛躍したAlGaInNレーザー、自然形成量子ドットレーザーなどが注目される。

7.1 面発光レーザー

通常のレーザーは結晶のヘキ開面を反射端面に用いるので、素子を分離しないと性能試験をすることができない。また、光変調器などの光素子や駆動などの電子回路をモノリシックに集積することが困難であるなどの問題がある。このため、基板と垂直にレーザー光を出射する面発光レーザー (Vertical Cavity Surface Emitting Laser: VCSEL) が開発されてきた⁴⁴⁾。面発光レーザーとしてInGaAs/GaAs歪量子井戸をAlAs/GaAs多重膜反射鏡で挟む構造で光照射

による室温発振が契機となり⁴⁵⁾、この層構造を基本とした電流注入型が開発されてきた。素子構造の例をFig.7.1に示す⁴⁶⁾。厚さが8nmのGaAs層の中央部に作られたInGaAs量子井戸をレーザー波長の1/4の厚さのAlAsとGaAsを多重に積層した高反射率の膜で挟むDBR構造となっている。活性層が薄いので反射率を99%以上にして反射損失を減少させるため、20対以上の層を形成する必要がある。しきい電流を低減するために、最近ではAlAs層を挟み電流を流す領域の周囲を酸化させる構造が用いられる。発振波長は0.98 μm 、しきい電流が100 μA 程度のもので得られる。

現在の課題はしきい電流の温度変化の小さい安価な光通信用レーザーとして波長1.3, 1.55 μm のレーザーの実現である。しきい電流の温度特性は高温で量子井戸内からキャリアが障壁層へ溢れるのを防ぐため、伝導帯のバンドオフセットの大きい材料の組み合わせが必要である。AlGaAs/GaAs系に比べてInP/InGaAsP系では ΔE_c が小さいので、GaAsを基板とする素子が注目されている。GaAsとの間でバンドオフセットが大きいGaInNAs量子井戸で、特性温度が200K以上の温度特性の優れた素子が報告されている。GaAsは携帯電話用のマイクロ波素子で大量に使われており、安価となると期待されている。

7.2 半導体レーザー材料と発振波長域

GaNを基板とするレーザーはバンドギャップエネルギーが大きく波長が400nm程度の青紫色から紫外にかけての波長が実現された。この波長は20世紀中には困難であろうと思われていたが、日亜化学の中村 修二氏(現在米国カリフォルニア大学教授)の努力で基板としてサファイヤを用いてMOVPE技術でつくられた。それ以来、国内外の多くの研究開発機関で研究が行われ、室温で1万時間以上の寿命が得られるようになった。現在の半導体レーザー最大のトピックスである。光ディスクの大容量化など今後のIT技術の進展に大きな役割を担うと期待されている。

7.3 量子ドットレーザー

GaAsと格子定数が大きく異なることを利用して、一定のサイズで自然形成するInAs量子ドットが作られ、圧縮歪によりバンドギャップが広がるので波長1.3 μm 付近で発振する量子ドットレーザーが注目されている。最近はこのInAs量子ドットをInGaAs量子井戸の中に形成することにより、しきい電流が大幅に低減できることが分かってきた。量子ドットレーザーは0次元であり、利得スペクトルの幅は不確定性できまる幅まで狭くでき、しきい電流が温度に関係しなくなるなどの原理的な特徴をもっている。

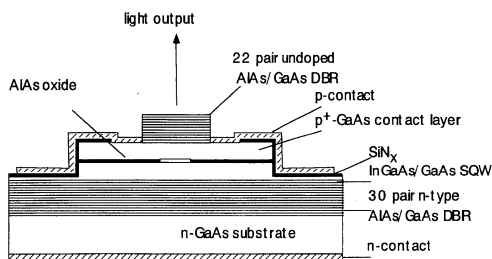


Fig.7.1 A structure of vertical cavity surface emitting laser.

しかしながら、このような本質的な特徴をひきだすためのエネルギーバンド構造の制御には、サイズの原子層オーダーのばらつきを3次的に制御する必要があり、画期的な作製法の研究開発が待たれる。

なお、最近室温で動作する伝導帯のサブバンド間遷移を利用する新しい原理に基づくカスケードレーザーが赤外レーザーとして実現され、水の同位体や温暖化ガス、公害ガス、生体などのレーザー分光光源として注目されている。

8. あとがき

本講座は3回にわたり、半導体レーザー歴史的発展を踏まえながら半導体レーザーの概要を述べるとともに、半導体レーザーを理解する端緒として重要なモード制御、現在の半導体レーザーの基本構造となった量子井戸レーザーを中心に述べた。半導体レーザーは電磁気学、量子力学など現代の科学技術を支える基礎科学に深く関係している。量子井戸レーザーは量子力学の教科書を具体的にしたものといっても過言ではなからう。半導体の材料物性、原子層オーダーの層厚を制御するヘテロ構造作製技術とLSIで象徴される微細加工技術、光通信や光ディスク、各種光計測などの応用技術など、現代のIT技術の基盤を支える技術として、半導体レーザーはますます重要になっている。

半導体レーザーについては、余りにも取り上げるべきであると思われる事項が多く、要領よくまとめられていないことをお許し願いたい。本講座が第一回で紹介させていただいた専門書や最新の研究論文を理解して行く上で端緒となればと願っている。

参考文献

- 31) G. H.B.Thompson and P. A. Kirkby: IEEE J. Quantum Electron. **QE-9** (1973) 295.
- 32) J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, and W. A. Nordl. Jr.: Appl. Phys. Lett. **26** (1975) 463.
- 33) N. Holonyak, Jr., R. M. Colbas, R. D. Dupuis, and P. D. Dapkus: IEEE J. Quntum Electron. **QE-16** (1980) 170.
- 34) W. T. Tsang: Appl. Phys. Lett. **39** (1981) 786.
- 35) 例えば 文献3) のp.709.
- 36) Colak: IEEE J. Quantum Electron. **QE-22** (1987).
- 37) Y. Arakawa and A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron. **QE-22** (1986)9.
- 38) T. R. Chen, B. Zhao, Y. H. Zhung, and A. Yariv: Appl. Phys. Lett. **60** (1992) 1782.
- 39) P. J. A. Thijs: 13th IEEE Semiconductor Laser Conf. (1992) A-1.
- 40) P. Derry, H. Chen, and A. Yariv: Appl. Phys. Lett. **51** (1987) 69.
- 41) Y. Arakawa, K. Vahala, and A. Yariv: Appl. Phys. Lett. **45** (1984) 950.
- 42) H.Asano, T. Fukunaga, and T. Hayakawa: Appl. Phys. Lett. **74** (1999) 258.
- 43) Uomi, T. Ohtoshi, and N. Chinone: Proc. 10th IEEE Semiconductor Laser Conf. (1986) M-6.
- 44) 伊賀 健一, 小山 二三夫: 面発光レーザ (オーム社, 1990).
- 45) J. L. Jewell, K. F. Huang, K. Tai, Y. H. Lee, R. Fisher, S. L. MacCall, and A. Y. Cho: Conf. Laser and Electro-Optics (1988) PD-14.
- 46) G. M. Yang: Electron. Lett. **31** (1995) 886.
- 47) M. Kondow: Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996) 1273.
- 48) S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwassa, T. Yamada, T. Matsusita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, and K. Chocho: Jpn. J. Appl. Phys. **37** (1998) L307.
- 49) K. Mukai, Y. Nakata, K. Ohtsubo, M. Sugawara, N. Yokoyama, and H. Ishikawa: IEEE Photonics Technol. Lett. **11** (1999) 1205.