

半導体レーザにおける多次元量子閉じ込め効果

Multidimensional Quantum-Mechanical Confinement of Electrons in Semiconductor Lasers

荒 川 泰 彦*・榊 裕 之*・西 岡 政 雄*

Yasuhiko ARAKAWA, Hiroyuki SAKAKI and Masao NISHIOKA

電子の多次元的量子閉じ込めが半導体レーザにおよぼす効果について論じている。まず、このような閉じ込めを実現するレーザとして多次元量子井戸レーザを想定し、その特性を理論的に検討し有効性を明らかにする。さらに、強磁場を用いて実験的に半導体レーザ内に多次元的量子閉じ込めを実現し、その閾値電流が改善されることを示す。また、発振スペクトル特性の測定結果についても議論する。

1. ま え が き

最近、注入されたキャリアを量子的寸法の領域 ($\sim 100 \text{ \AA}$) に閉じ込める量子井戸半導体レーザが注目を集めている^{1,2)}。このレーザにおいては、活性層の厚さがド・ブロイ波長と同程度であることから、キャリアが自由粒子としてふるまうことのできる次元が2次元になる。量子井戸レーザの実用的特徴として、閾値電流の絶対値が下がること、温度依存性が緩和されることなどがあげられる。このような効果は、キャリアの量子閉じ込めに伴い、状態密度関数の形状が変化したことにより生ずるものと考えられている。

さて、量子井戸構造では、キャリアは1次元的に量子閉じ込めが行われている。もし、このような量子閉じ込めを多次元にわたっておこなえば、さらに有意義な特性を得ることができると考えられる。本解説では、このような観点から、多次元的に量子閉じ込めされたキャリアを伴う半導体レーザの基礎的性質について述べる。

まず、このようなキャリアの量子閉じ込めをおこなう“多次元量子井戸レーザ”³⁾について論じ、閾値電流の温度依存性が改善されることなどについて述べる。次に、現段階で実験的にキャリアの多次元的量子閉じ込めを実現する方法として強磁場を利用することが有効であることを述べる。さらに実際に、ダブルヘテロ接合レーザを強磁場内におき、等価的に2次元量子井戸レーザとして発振させ、その特性を測定した結果について論じる。

2. 多次元量子井戸レーザ

図1(a)は、通常のダブルヘテロ接合レーザの活性層の形状を模式的にあらわしたものである。ここで z 軸方向として、活性層の厚さ方向すなわち電流の流れる方向をとっている。(厳密には、たとえばTJSレーザのように活性層の厚さ方向と電流の方向が一致しない場合がある

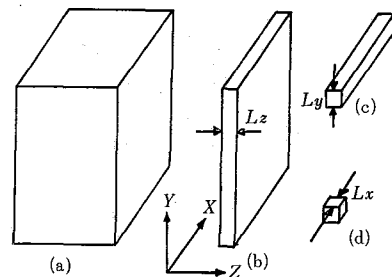


図1 活性層の形状。(a)は通常のダブルヘテロ接合の活性層、(b)(c)(d)はそれぞれ1, 2, 3次元量子井戸構造をもつ活性層を表している。

が、ここではそのような例外は考えないことにする)。通常この活性層の厚さ L_z は 1000 \AA 以上である。一方いわゆる量子井戸レーザは、 L_z を図1(b)に示すようにド・ブロイ波長 ($\sim 100 \text{ \AA}$) の程度まで圧縮したものである。この場合、キャリアは、 z 方向に対してはもはや自由粒子ではなく、定在波としてふるまうことになる。さて、多次元量子井戸レーザは、その活性層の厚さ L_z のみならず、高さ L_y あるいはさらに幅 L_x のサイズもド・ブロイ波長程度にすることにより実現される。図1(c), (d)はそれぞれ、2次元量子井戸構造、3次元量子井戸構造をそれぞれ示している。2次元量子井戸構造は、最近その実現が試みられたが、⁴⁾ 現段階では一般にはまだこのような多次元構造を作製するのは困難であり、これらは未来構造といえよう。しかし、後で詳しく述べるように、強磁場を用いることにより等価的に多次元量子井戸効果を実現することは可能である。

さて、このような量子井戸の次元が増えるに従って、キャリアが自由粒子としてふるまうことのできる次元が減少する。この次元の変化に伴い、状態密度関数の形状が変化する。 i 次元量子井戸構造における電子の状態密度関数 $\rho_c^{(i)}(\epsilon)$ は次のように表現される。

$$\rho_c^{(0)}(\epsilon) = \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{2\pi^2} \sqrt{\epsilon} \quad (1)$$

* 東京大学生産技術研究所 第3部

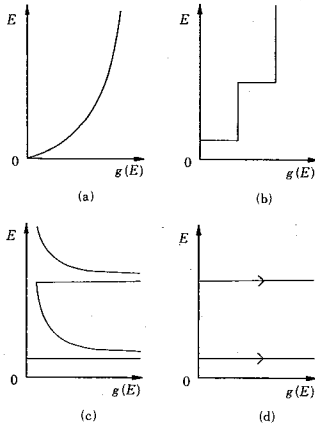


図2 状態密度関数の形状。(a)は通常の活性層内の電子の状態密度を、(b)(c)(d)は1, 2, 3次元量子井戸内の電子の状態密度をそれぞれあらわしている。

$$\rho_E^{(1)}(\varepsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m_c}{\pi \hbar^2 L_z} H(\varepsilon - \varepsilon_x(n)) \quad (2)$$

$$\rho_E^{(2)}(\varepsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{\pi L_y L_x} \sqrt{\frac{m_c}{2\hbar^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \varepsilon_y(l) - \varepsilon_x(n)}} \quad (3)$$

$$\rho_E^{(3)}(\varepsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{L_x L_y L_z} \delta(\varepsilon - \varepsilon_x(k) - \varepsilon_y(l) - \varepsilon_z(n)) \quad (4)$$

ここで m_c は電子の有効質量, ε は伝導帯の下端 E_c を基準としたエネルギー, \hbar はプランク定数, $H(\varepsilon)$ は $H(\varepsilon \geq 0) = 1, H(\varepsilon < 0) = 0$ という単位階段関数, $\delta(\varepsilon)$ はデルタ関数である。また, $\varepsilon_x(n), \varepsilon_y(l), \varepsilon_z(k)$ はそれぞれ, 量子数 n, l, k の量子化エネルギー準位を表している。ポテンシャル障壁が十分高いとき, これらの量子化エネルギー準位はそれぞれ, $\varepsilon_x(n) = (\hbar^2 \pi^2 / 2m_c)(n/L_x)^2, \varepsilon_y(l) = (\hbar^2 \pi^2 / 2m_c)(l/L_y)^2, \varepsilon_z(k) = (\hbar^2 \pi^2 / 2m_c)(k/L_z)^2$ と表現される。図2に, $\rho_E^{(i)} (i=0, 1, 2, 3)$ の形状を示しておく。

なお, キャリア注入および光閉じ込めの効率を考慮すると, 図3に示すように, 多くの多次元量子井戸が障壁層をはさんで重なりあっているような構造をもつ活性層が実際には望ましいと考えられる。

3. 多次元量子井戸レーザの特性

ここでは, 多次元量子井戸レーザの特性, 特に閾値電流 J_{th} の温度依存性について論じる。

通常のダブルヘテロレーザの J_{th} の解析は, Lasher-Stern⁵⁾ (以下, L-S と呼ぶ) や Adams⁶⁾ らによってなされている。また, L-S 理論は, 最近1次元 QW レーザの J_{th} の解析にも拡張され, 量子的閉じ込めに伴う状態密度の階段関数化が, J_{th} の閾値電流の温度依存性の緩和に重要な役割を果たしていることについて明らかにされている⁷⁾。

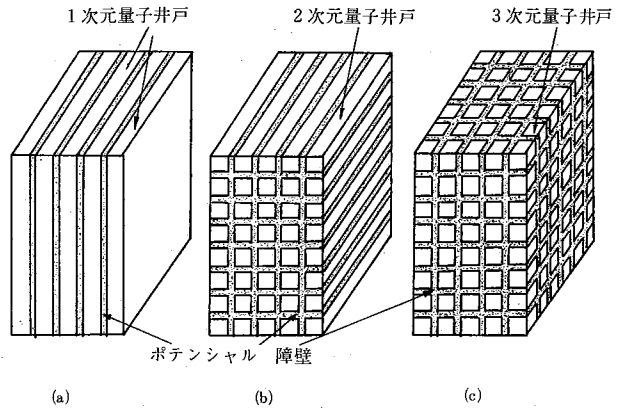


図3 多層多次元量子井戸構造。(a)(b)(c)はそれぞれ, 多層型1, 2, 3次元量子井戸構造を表している。

i 次元量子井戸レーザの発振閾値電流 $J_{th}^{(i)}$ は, 発振直前の全自然放出率 $R_{sp}^{(i)}$ により次のように表現することができる。

$$J_{th}^{(i)} = \frac{qd}{\eta} R_{sp}^{(i)} \quad (5)$$

ここで, q は電荷素量, d は活性層厚, η は量子効率である。また, $R_{sp}^{(i)}$ はフォトンエネルギー E の自然放出率 $r_{sp}^{(i)}(E)$ の E に関する全積分値である。ただし $r_{sp}^{(i)}(E)$ は “no-k 選択則” を用いて次式で表される。

$$r_{sp}^{(i)}(E) = B^{(i)}(E) \int \rho_c(\varepsilon) \rho_v(\varepsilon - E) f_c(\varepsilon) (1 - f_v(\varepsilon - E)) d\varepsilon \quad (6)$$

式(6)において $B^{(i)}$ は双極子遷移行列に比例する係数, $f_c(\varepsilon), f_v(\varepsilon)$ は電子, 正孔それぞれの分布関数である。このようにして, $J_{th}^{(i)}$ は電子, 正孔それぞれの擬フェルミエネルギー E_{Fc}, E_{Fv} を定めることにより求めることができる。

L-S と同様に, ここでは活性層が十分 p 型で正孔密度 p_0 が注入電流量と独立に一定であるとしよう。この仮定から E_{Fv} を定めることができる。一方, レーザ発振がおこるためには, 利得係数 $g^{(i)}(E)$ の E に関する最大値が, 全損失 $\alpha^{(i)}$ に等しいという発振条件が成立しなければならないという要請から E_{Fc} の値が定められる。ここで $g^{(i)}(E)$ は次式で定義される。

$$g^{(i)}(E) = \frac{c^2 \hbar^3}{8\pi n^2 E} B^{(i)} \int \rho_c(\varepsilon) \rho_v(\varepsilon - E) \times (f_c(\varepsilon) - f_v(\varepsilon - E)) d\varepsilon \quad (7)$$

$J_{th}^{(i)}$ の数値計算例を図4に示そう。(GaAs-GaAlAs レーザ: $p_0 = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) ただし L_x, L_y, L_z が十分小であるとして電子が最低準位のサブバンドに集中していると仮定している。図から明らかなように $J_{th}^{(i)}$ の温度依存性が, 量子的閉じ込めの次元に大きく依存することがわかる。 $J_{th}^{(i)}$ を

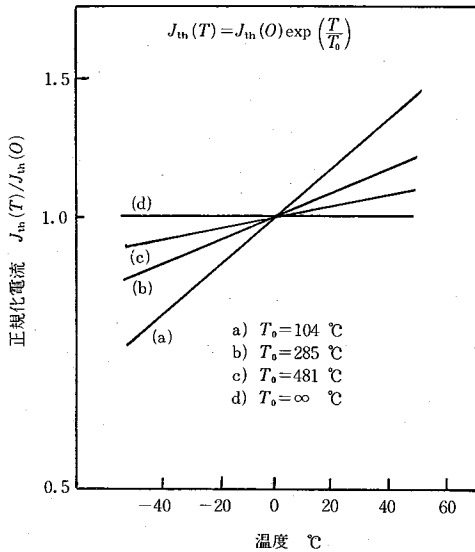


図4 閾値電流の温度依存性。(a)は通常のDH 接合レーザの、(b)(c)(d)は、それぞれ1, 2, 3次元量子井戸レーザの閾値電流の温度依存性を示している。なお、これらの電流値は $T=0^{\circ}\text{C}$ で正規化している。

$$J_{th}^{(i)}(T) = J_{th}^{(i)}(T=0^{\circ}\text{C}) \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (8)$$

と表現したとき、1次元、2次元、3次元量子井戸レーザにおける T_0 は、それぞれ 285°C 、 481°C 、 $\infty^{\circ}\text{C}$ となり、通常のDHレーザの T_0 ($=104^{\circ}\text{C}$) をはるかにしのぐものとなっている。

なお、1次元量子井戸レーザ、3次元量子井戸レーザについては、次式により解析的に与えられる。

$$\begin{aligned} J_{th}^{(1)} &= \frac{gd}{\eta} \cdot \frac{m_c}{\pi \hbar^2 L_z} p_0 B^{(1)} kT \log(1+Q) \\ &\cong \frac{gd}{\eta} \cdot \frac{m_c}{\pi \hbar^2 L_z} p_0 B^{(1)} kT \log\left(\frac{m_v}{p_0 \pi \hbar^2 L_z} \cdot kT\right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$J_{th}^{(3)} = \frac{gd}{\eta} \left(\frac{a^{(3)} V}{A^{(3)}} + \frac{1}{V} - p_0 \right) p_0 B^{(3)} \quad (10)$$

ただし、 $V = L_x L_y L_z$

$$A^{(i)} = (\rho^2 c^2 \hbar^3 / n^2 E_g^2) B^{(i)}$$

$$Q = ((\sqrt{C} \cdot D + \sqrt{D-1} \cdot (1+C)) / (1 + C - C \cdot D))^2$$

$$C = 1 / (\exp(p_0 \pi \hbar^2 L_z / m_v kT) - 1)$$

ただし m_c は正孔の有効質量、 k はボルツマン定数、 E_g はエネルギーギャップ、 T は絶対温度である。1次元量子井戸レーザにおいては、高温で $J_{th}^{(1)}$ が $T \log(T/\text{const.})$ に比例し、一方3次元量子井戸レーザでは、 $J_{th}^{(3)}$ が温度にかかわらず一定となることがわかる。

このような T_0 の改善は次のように理解される。GaAs系レーザの J_{th} の温度依存性は、注入キャリアの熱的広がりが温度の上昇に伴って増大し、注入レベル一定としたときの利得係数の最大値が減少するために生ずると考

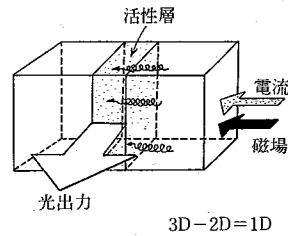


図5 強磁場内におけるダブルヘテロ接合レーザ

えられる。したがって、 $\rho_c(\epsilon)$ 、 $\rho_v(\epsilon)$ が階段状関数となる1次元量子井戸レーザにおいては、この熱的広がりが小さくなるため、 J_{th} の温度依存性が緩和される。2次元量子井戸レーザの場合には、 $\rho_c(\epsilon)$ がピークを持つ形状をしていることから、温度効果はさらにおさえられる。また3次元量子井戸レーザにいたっては、 $\rho_c(\epsilon)$ がデルタ関数であることから熱的広がりが生じない。したがって、高次のサブバンドへのキャリアの広がりを無視し得る限り、 $J_{th}^{(i)}$ の温度依存性を無視することができる。

4. 強磁場内におけるキャリアのふるまい

3.での議論で、多次元的量子閉じ込めを伴う半導体レーザはたいへん興味深いものがあることが明らかになった。しかし、先にも述べたように、現段階では、多次元量子井戸構造を実現することは容易ではない。一方、強磁場内ではキャリアはサイクロトロン運動を受けるため、磁場に垂直な面内では束縛を受け自由度が2だけ減る。したがってこの性質を利用すれば多次元的量子閉じ込めを実現することができる。すなわち図5(a)のように、強磁場内に通常のダブルヘテロレーザを置くことにより、2次元量子閉じ込めを伴う半導体レーザが、また図5(b)のように、強磁場中にいわず量子井戸レーザをおくことにより、3次元量子閉じ込めを伴うレーザが実現される。強磁場内の量子井戸レーザのふるまいについては別稿にゆずることにして、本論では、ダブルヘテロ接合レーザの強磁場内における特性について議論する。まず、強磁場内のキャリアの性質をのべよう。

強磁場内の電子のシュレディンガー方程式は次式で表される。

$$(2m_e)^{-1}(-i\hbar\nabla + e\mathbf{A})^2\psi = \epsilon\psi \quad (11)$$

ここで、 $i\hbar\nabla$ は運動量演算子、 \mathbf{A} はベクトルポテンシャル、 m_e は電子の有効質量を表す。 \mathbf{A} と磁場 \mathbf{B} の間には、次の関係がある。

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (12)$$

いま、一様磁場 \mathbf{B} の方向と z 軸が一致しているとし、さらにクーロンゲージ ($\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$) が成立すると仮定して式(11)を解くと次のようにエネルギー固有値を求めることができる。

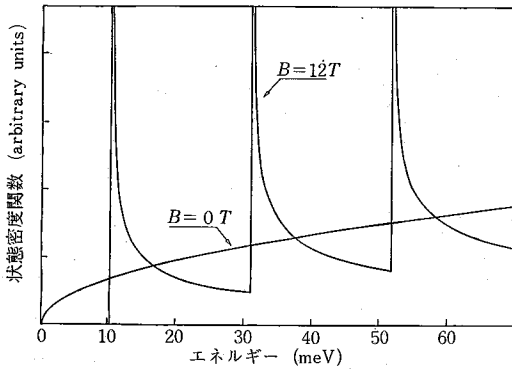


図 6 強磁場内の電子の状態密度関数
(磁場 $B=0, 12$ Tesla)

$$\varepsilon_{l,hz} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_c} + \left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c \quad (13)$$

ここで、 ω_c はサイクロトロン周波数であり、

$$\omega_c = \frac{|e|B}{m_c} \quad (14)$$

で定義される。式(13)の結果は、強磁場においては、図 7 に示すようなサブバンドが形成されることを表している (ランダウ準位)。

また、波動関数 $\phi_{l,hz}(x, y, z)$ は一般に複雑な形をしているが、 $l=0$ の基底状態のときには、次のように簡単に表すことができる。

$$\phi_{0,hz}(x, y, z) \propto \exp(ik_z z) \exp\left(-\frac{|e|B}{2\hbar}(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2\right) \quad (15)$$

ここに、 (x_0, y_0) は、電子が存在する (x, y) 座標の期待値である。

この ϕ を用いて電子の存在確率 $p(x, y, z)$ を求めると、次式で表されるように、 (x, y) 平面内で正規分布をとる。

$$p(x, y, z) = |\phi_{0,hz}(x, y, z)|^2 \propto \exp\left(-\frac{|e|B}{\hbar}((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2)\right) \quad (16)$$

したがって、たとえば $B=30$ Tesla のとき、 x, y 平面内で、中心 (x_0, y_0) 直径 120 \AA の円領域に、 0.95 の確率で閉じ込められる。

次に電子の状態密度関数について考えよう。これは、式(13)を利用して若干の計算を行うことにより、求めることができる。

$$\rho_c(E, B) = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \hbar \omega_c \sum_{l=0}^{l_{\max}} \times \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - (2l+1)\frac{\hbar \omega_c}{2}}} \quad (16)$$

ここで、 l_{\max} は次式を満たす自然数である。

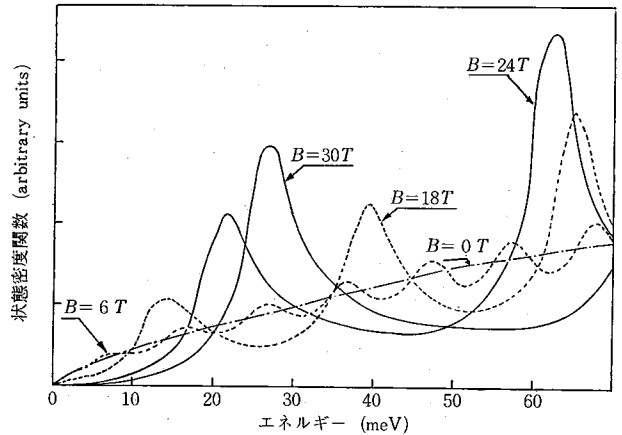


図 7 電子の散乱を考慮したときの強磁場内の電子の状態密度関数
(磁場 $B=0, 6, 18, 24, 30$ Tesla, キャリア移動度 $\mu = 6000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)

$$(2l_{\max}+3)\frac{\hbar \omega_c}{2} > \varepsilon > (2l_{\max}+1)\frac{\hbar \omega_c}{2} \quad (17)$$

式(16)において $B \rightarrow 0$ とすると

$$\rho_c(E, B) \rightarrow 4\pi \left(\frac{2m_c}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\varepsilon} \quad (18)$$

となり、通常の 3 次元自由粒子の状態密度関数になる。

式(16)、(18)で与えられた状態密度関数の形状を図 6 に示そう。図から明らかなように、強磁場内 (図では 12 Tesla) では、状態密度関数は、 $\varepsilon = \hbar \omega_c (l+1/2)$ で鋭いピークをもつ。特に、 $\hbar \omega_c$ が十分大で最低準位のサブバンドのみを考慮すればよいときには、いわゆる真の 1 次元状態密度関数に一致する。

さて、一般に活性層内の電子は、ある有限時間で散乱を受ける。この散乱の存在のために、磁場による電子の束縛効果が弱められる。平均緩和時間を τ とすると、 $\omega_c \tau$ が電子が散乱を受けずに回転運動ができる回数を示している。したがって、磁場の効果が十分発揮されるためには、 $\omega_c \tau \gg 1$ が成立しなければならない。なお、 τ は電子の移動度 μ と次式で関係づけられている。

$$\tau = \frac{m_c \mu}{q} \quad (19)$$

式(16)で示した状態密度関数は理想的なものであり、 $\mu \rightarrow \infty$ の場合と考えることができる。しかし、実際には、 $\mu(\tau)$ は有限である。この場合には、電子の状態密度関数は次のように記述される。

$$\rho_c(E, B) = \frac{\sqrt{2m_c}}{\hbar^2} eB \sum_{l=0}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'}} \times \frac{(\hbar/\tau) d\varepsilon'}{\{\varepsilon - \varepsilon' - (l+1/2)\hbar \omega_c\}^2 + (\hbar/\tau)^2} \quad (20)$$

図 7 に $\mu = 6000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ としたときの状態密度関数の形状を示す。図からわかるように、 $B=20$ Tesla 程度以上

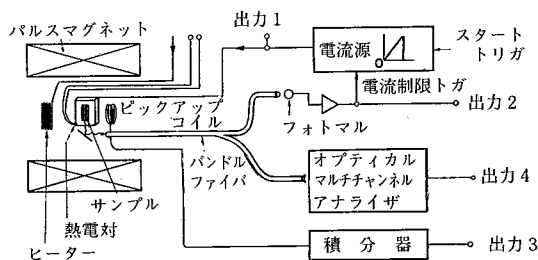


図8 実験系

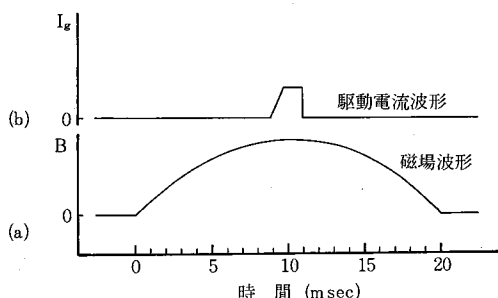


図9 (a) パルス磁場波形。(b) 半導体レーザ駆動電流波形

あれば、相当鋭いピークをもちキャリアは1次元化されているとみなすことができる。

5. 強磁場内における半導体レーザの特性

すでに述べたように、強磁場内に半導体レーザをおくことにより、2次元もしくは3次元量子閉じ込めが実現される。量子井戸レーザと強磁場による3次元量子閉じ込めについては、別途報告することにして、ここでは、強磁場内におけるダブルヘテロ接合レーザの特性について論じることしたい。

強磁場内の半導体レーザの特性については、これまでいくつかの報告がなされてきているが^{9)~12)}、Bluyssenの仕事以外^{13),14)}は、電子の1次元量子閉じ込め効果に特に言及していない。しかし、Bluyssenは、ヘリウム温度におけるスペクトル特性に絞って議論しており、閾値電流特性等については特に検討していない。

実験に用いた強磁場発生装置は、東京大学、物性研究所に所属している。この装置は、コンデンサバンク (16 mF) に充電された電荷を、瞬時にコイルに流し込むことにより、幅 20 msec, 最大 32 Tesla のパルス磁場を発生することができる。実験系を図8に示そう。

磁場と電流の方向が一致するようにおかれた強磁場発生装置内の半導体レーザの出力光は、バンドル光ファイバに結合される。このバンドル光ファイバはクライオスタットの外で2つに分岐されている。一方の出力は、光検出器に入り、光電変換された後デジタル・トランジェント・レコーダに記憶される。これにより、光-電流特性を測ることができる。もう一方のバンドルファイバ出

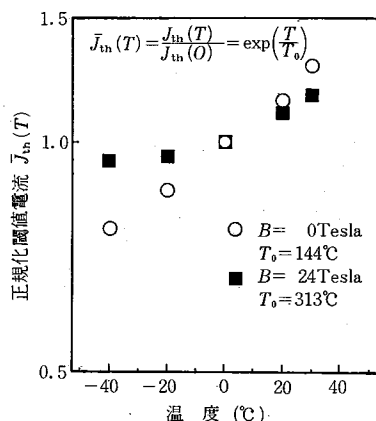


図10 磁場 $B=0, 24$ Tesla における CSP レーザの閾値電流 J_{th} の温度依存性。ここでは $J_{th}(T=0^\circ\text{C})$ を用いて正規化している。ただし $J_{th}(T=0^\circ\text{C}, B=0 \text{ Tesla})=52 \text{ mA}$, $J_{th}(T=0^\circ\text{C}, B=24 \text{ Tesla})=54 \text{ mA}$ 。

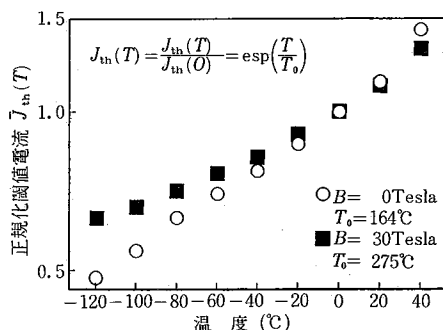


図11 磁場 $B=0, 30$ Tesla におけるプロトン注入レーザの閾値電流 J_{th} の温度依存性。ここでは $J_{th}(T=0^\circ\text{C})$ を用いて正規化している。ただし $J_{th}(T=0^\circ\text{C}, B=0 \text{ Tesla})=49 \text{ mA}$, $J_{th}(T=0^\circ\text{C}, B=30 \text{ Tesla})=59 \text{ mA}$ 。

力光は分光器に入り、そこに取りつけられているダイオードアレイ光検出器により受光される。この検出器のビデオ出力信号をやはりデジタル・トランジェント・レコーダに記憶することにより、瞬時 (1~2 msec) の光スペクトル情報をとらえることができる。半導体レーザの駆動は、図9のようにパルス磁場の頂上の平坦とみなせる部分 (約 2 msec) のみでおこなわれる。

測定をおこなった半導体レーザは、GaAs系 CSP レーザとプロトン注入レーザである。量子井戸レーザの強磁場内の発光特性については別の機会に述べることにする。図10に CSP レーザの強磁場内における閾値電流特性を示す。図では閾値電流 $J_{th}(T)$ を $J_{th}(T=0)$ で正規化している。磁場 $B=0$ のとき $J_{th}(T=0^\circ\text{C})=52 \text{ mA}$, $B=24 \text{ Tesla}$ のとき $J_{th}(T=0^\circ\text{C})=54 \text{ mA}$ である。室温付近 ($-70^\circ\text{C} \sim 30^\circ\text{C}$) において求めた T_0 値は、 $B=0$ のときに 144°C であったのに対して、 $B=24 \text{ Tesla}$ において

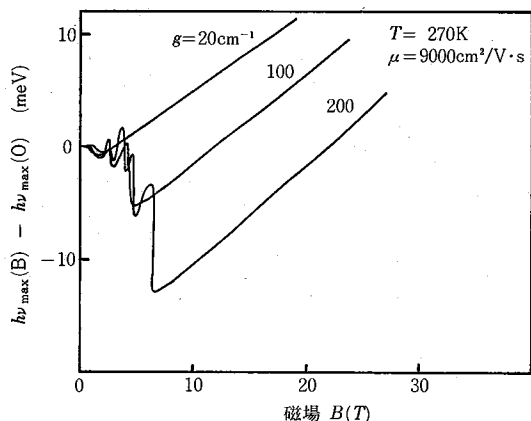


図 12 発振波長に対応する光子エネルギー $h\nu_{\max}$ の磁場 B による変化。ここではキャリア移動度 $\mu=9000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ を一定にして発振に必要な利得係数 g をパラメータとしてかえている。

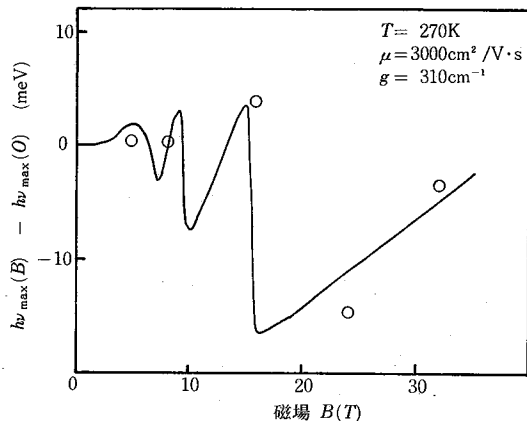


図 14 CSP レーザにおける $h\nu_{\max}$ の磁場による変化の測定結果、実線は $\mu=3000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $g=300 \text{ cm}^{-1}$ として計算した理論値。

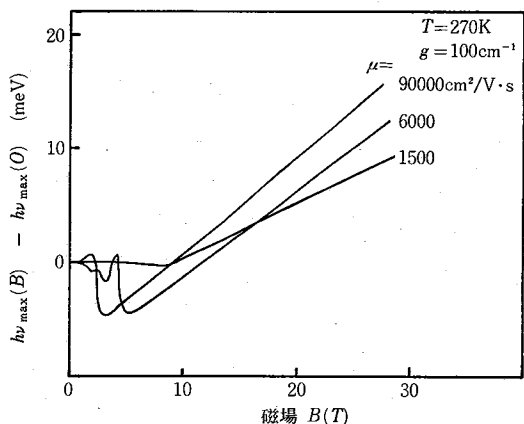


図 13 発振波長に対応する光子エネルギー $h\nu_{\max}$ の磁場 B による変化。ここでは g を 100 cm^{-1} に一定にして μ をパラメータとしてかえている。

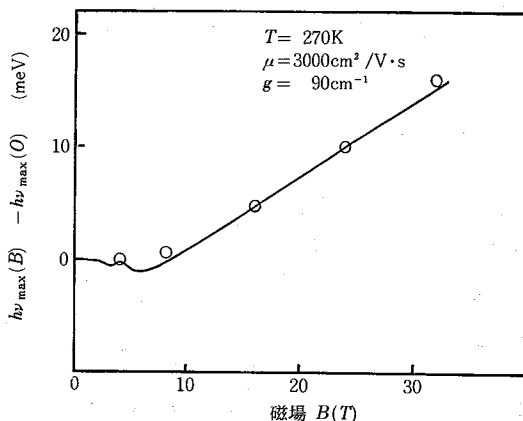


図 15 プロトン注入レーザにおける $h\nu_{\max}$ の磁場による変化の測定結果、実線は $\mu=3000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $g=90 \text{ cm}^{-1}$ として計算した理論値。

313°Cに上昇した。このような改善は、多次元量子閉じ込めの有効性を示すものである。一方、プロトン注入レーザに関する測定結果を図 11 に示そう。この場合 T_0 値は $B=0$ のとき 164°Cであったのに対して、 $B=30 \text{ Tesla}$ 印加することにより $T_0=275^\circ\text{C}$ まで改善がみられた。なお、 $B=0$ における $J_{ik}(T=0^\circ\text{C})=49 \text{ mA}$, $B=30 \text{ Tesla}$ における $J_{ik}(T=0^\circ\text{C})=59 \text{ mA}$ であった。

次に、発振スペクトル特性について述べることにしよう。当然のことながら、発振スペクトル特性は、状態密度の磁場による変化を反映することが期待できる。発振波長は、利得 $g(E)$ を最大にする光子エネルギー $h\nu_{\max}$ に対応する波長である。図 12 は磁場強度 B , キャリア移動度 μ を一定にしておいて、 g を変化させたとき $h\nu_{\max}$ の変化を、図 13 は、逆に g を一定にしておいて μ を変化させたときの $h\nu_{\max}$ の様子を示したものである。

図では $B=0$ のときの $h\nu_{\max}$ を基準にしていることに注意されたい。図 13 から明らかなように、 B がある値 (g に依存する) 以上になると、 $h\nu_{\max}$ はほぼ $(1/2)h\omega_c$ に等しい傾きで増加する。ただし、 g の変化に伴い、この直線は平行移動している。これは、 g の増加に伴って $h\nu_{\max}(B=0)$ が増加するのに対し、 B がある程度以上になったときの $h\nu_{\max}(B)$ は、第一ランダウ・ピークの近傍にとどまることから説明することができる。すなわち、このような直線領域では、電子は 2 次元的に閉じ込められていると考えることができる。また B が小のとき、 $h\nu_{\max}$ が振動しているが、このような振動は、ある磁場で第 l ランダウ・ピークで発振に必要な利得を実現しているとき、磁場の変化に伴い隣のランダウ・ピークで所要の利得を実現するようになるときに起こるものである。図 13 は、キャリア移動度が減少すると、直線領域が始まる最低磁

場が増えることを示す。これは、キャリア移動度の減少に伴い、状態密度の磁場によって生じるピークがくずれることによって生じている。

さて CSP レーザとプロトン注入レーザについて、発振スペクトル特性を測定した結果をそれぞれ図 14, 図 15 に示す。図ではあわせて、 g, μ を適当に定めてカーブフィッティングした結果を実線で示している。CSP レーザはかなり劣化が進んだ後に測定しているため、損失が大きいことに注意されたい。これらの測定結果から、CSP レーザでは $B > 10$ Tesla の領域で、プロトン注入レーザでは、 $B > 10$ Tesla の領域で 2 次元量子閉じ込めが実現されているとみなすことができる。以上の議論からも明らかなように、逆に強磁場内で半導体レーザの発振特性を測定することにより、キャリア移動を評価することができる。

8. む す び

本解説では、半導体レーザにレーザにおける多次元的量子閉じ込め効果について論じた。まず、“多次元量子井戸レーザ”の概念について述べ、さらにこれらのレーザにおいては、 T_0 値が画期的に改善される可能性のあることを理論的に示した。次に、多次元量子閉じ込めを実現するもうひとつの方法として、強磁場を用いる手法があることを述べ、強磁場内の電子の運動について論じた。また、実際に CSP レーザ、プロトン注入レーザを強磁場内で発振させ、それらの T_0 値が強磁場により改善されることを示した。例えば、CSP レーザにおいては $B = 24$ Tesla を印加することにより常温付近で $T_0 = 144^\circ\text{C}$ から 313°C まで改善された。発振波長の観測もあわせておこない、どの領域で 2 次元量子閉じ込めが実現されているかを明らかにし、また逆にこのような強磁場内におけるスペクトル特性の測定が、キャリア移動等の評価に有効

であることを明らかにした。

謝 辞

パルス磁場発生装置の使用を許可し、またいろいろご助言載く東京大学物性研究所三浦登助教授、木戸義勇博士に感謝致します。また、CSP レーザを提供して下さいました日立中央研究所中村道治博士、相木國男博士、日頃ご指導いただく本所浜崎襄二教授、藤井陽一教授に厚くお礼申し上げます。
(1982 年 12 月 6 日受理)

参 考 文 献

- 1) R. Chin, N. Holonyak, Jr. and B.A. Vojuk; Appl. Phys. Lett., 36, 19 (1980)
- 2) N. Holonyak, Jr., R.M. Kollas, R.D. Dupuis and P.D. Dapkus; IEEE J. Quantum Electron., QE-16, 170 (1980)
- 3) Y. Arakawa and H. Sakaki; Appl. Phys. Lett., 40, 939 (1982)
- 4) G. Petroff, A. Gossard and G. Logan; Appl. Phys. Lett., 41, 64 (1982)
- 5) G. Lasher and F. Stern; Phys. Rev., 133, A 553 (1964)
- 6) M.J. Adams; Solid-State Electron, 12, 661 (1969)
- 7) K. Hess, B.A. Voyak, N. Holonyak, Jr., R. Chin and P. O. Dapkus; Solid-State Electron., 23, 585 (1980)
- 8) R.B. Dingle, Proc. R. Soc. London, A 211, 517 (1952)
- 9) F.L. Gallener, I. Melngailis, G.B. Wright and R.H. Rediker, J. Appl. Phys., 36, 1574 (1965)
- 10) R.J. Phelan, A.R. Calawa, R.H. Rediker, R.J. Keyes and B. Lax, Appl. Phys. Lett., 3, 143 (1963)
- 11) R.L. Belk and K.T. Roger, Appl. Phys. Lett., 5, 9 (1964)
- 12) H.J.A. Bluyssen and L.J. van Ruyven, J. Appl. Phys., 50, 8198 (1979)
- 13) H.J.A. Bluyssen and L.J. van Ruyven, IEEE J. Quantum Electron., QE-17, 880 (1981)
- 14) R.B. Dingle, Proc. R. Soc. London, A 211, 517 (1952)