

量子井戸構造を伴う半導体レーザの動特性

Dynamic Properties of Quantum Well Lasers

荒川 泰彦*
Yasuhiko ARAKAWA

半導体レーザにおいて、変調帯域幅を拡大することや量子雑音を軽減することは、実用上極めて重要なことである。本解説では量子井戸構造を伴う半導体レーザの利得特性、変調特性、雑音特性等に関し議論し、これらの特性を改善できることを明らかにし、量子サイズ効果の有用性を示す。また、量子井戸細線レーザの概念・基本特性についても論じる。

1. はじめに

最近の分子線結晶成長技術や有機金属結晶成長技術の発展に伴い、100 Å 程度の半導体超薄膜を活性層に持つ量子井戸半導体レーザが作成されるようになり、広く注目を集めている¹⁻⁸⁾。この量子井戸レーザにおいては、実用上重要な特性である発振に必要な閾値電流、変調帯域幅、発振スペクトルの純度（スペクトル線幅など）などが、従来の半導体レーザと比較して大きく改善されることが明らかになってきている。本解説では、筆者が1984年から1986年にかけて米国カリフォルニア工科大学で行った研究を中心に、量子井戸レーザの動特性について論ずることにしたい。

以下では、量子井戸レーザの利得特性、変調特性、および量子雑音特性等を明らかにし、構造パラメータである量子井戸幅、量子井戸の数等のこれらの特性に及ぼす効果についてのべる⁸⁻¹⁰⁾。また量子井戸細線効果や量子井戸箱効果を伴う半導体レーザのダイナミクスについて議論する^{11-15,47)}。

2. 利得特性

2.1 はじめに

この章では、量子井戸レーザの利得特性、および閾値電流特性について述べることにしよう。

2.2 状態密度

量子井戸 (Quantum Well : QW) 構造においては、量子井戸の厚さ方向に関して電子が量子化される。このため単位エネルギー・面積当たりの電子が占めることができる状態密度は単一量子井戸 (Single Quantum Well : SQW) の場合、次式で与えられる。

$$\rho_c(E) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m_c}{\pi \hbar^2} H[E - \epsilon_n] \tag{1}$$

ここで $H[x]$ 、 m_c 、 \hbar 、および ϵ_n は、それぞれヘビサイド関数、電子の有効質量、プランク定数を 2π で割ったもの、第 n 番目の量子化された電子のエネルギーレベルである。もし量子井戸の障壁の高さが十分高くかつ障壁の厚さが十分大きければ、 ϵ_n は $(n\pi\hbar)^2 / (2m_c L_z^2)$ で与えられる。

ここで L_z は量子井戸の厚さである。図1に量子井戸構造の概念図と状態密度の形状を示す。この図からわかるように状態密度は階段状になっている。これは従来の3次元自由度をもつ電子の状態密度関数とは大きく異なるものである。

量子井戸が複数で (多重量子井戸 : Multi-Quantum Well : MQW) かつ量子井戸間に結合があるときには、状態密度の形が変わる¹⁶⁻¹⁸⁾。以下では、議論を単純にするために多重量子井戸を考える際にも各井戸は独立であると考え。また、以下に示される計算結果はすべて GaAs 系量子井戸レーザについて行っている。

2.3 線形利得

量子井戸レーザの利得の性質は種々の立場から議論がなされている¹⁹⁻³⁰⁾。量子井戸レーザの利得特性の主たる特徴としては、利得平坦化効果 (Gain Flattening

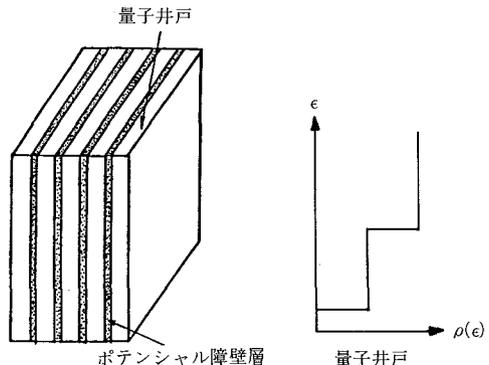


図1 量子井戸構造の概念図と状態密度

*東京大学生産技術研究所 第3部

Effects), 量子井戸の厚さ, 数に対する依存性, また遷移行列の異方性などがあげられる. 今, 再結合過程が発光再結合過程によって支配されているならば, 線形バルク利得は k -選択則のもとでは次のようにならわされる.

$$g(E, n) = \frac{\omega}{n_r^2} \int_{\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{j=l,h}} \rho_{red_n}(\epsilon) \times (f_c(E_{c_n}) - f_v(E_{v_n})) \hat{\chi}^{nj}(E, \epsilon) d\epsilon \quad (2)$$

ここでバルク利得は光電磁波が量子井戸活性層に100%閉じ込められている場合の利得を意味する. E は光子エネルギー, j は重い正孔(h), 軽い正孔(l)をあらわしている. また, ρ_{red} は結合状態密度である. また, E_{c_n}, E_{v_n} は電子, 正孔のそれぞれの対応するエネルギーを示す. また, $\hat{\chi}^{nj}(E, n)$ はエネルギー E をもつそれぞれの電子-正孔対によって生ずる複素感受率の虚部である. さらに, f_c, f_v はフェルミーディラック関数である.

さて半導体レーザの発振条件は, 線形バルク利得に光閉じ込め係数 Γ をかけたモード利得 g_{mod} が全体の損失に等しくなることである.

すなわち

$$g_{mod}(E_i) = \Gamma g(E_i) = \alpha_{total} \quad (3)$$

もしキャリア密度(したがってフェルミエネルギーレベル)がそれぞれの量子井戸で同じならば, N 個のモード利得は近似的に

$$g_{mod}^N(E_i) = N g_{mod}^{(N-1)}(E_i) \quad (4)$$

と書くことができる. ここで E_i はレーザ発振波長に対応するものである. 一方, 注入電流においては次式のような関係がある.

$$J_{th}^N = NJ_{th}^{(N-1)} \quad (5)$$

すなわち, 多重量子井戸レーザでは単一量子井戸レーザと比べ, N 倍のモード利得が得られるが, その一方で注入電流も N 倍になる. 図 2 (a) は, 種々の N に対する

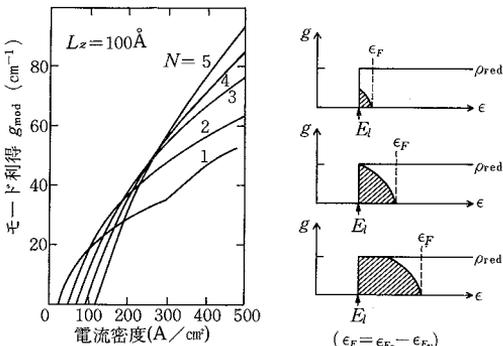


図 2 (a) 種々の量子井戸の数を有するレーザのモード利得 (b) 利得平坦化の直観的説明

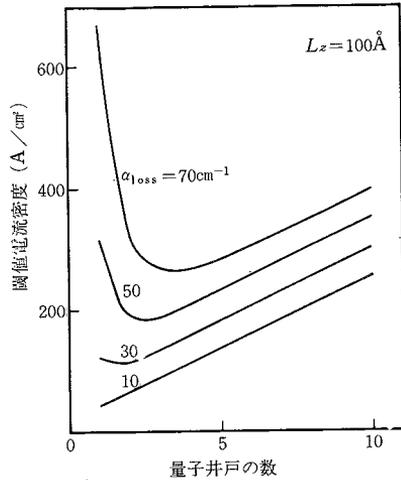


図 3 いろいろな損失に対する量子井戸の数と閾値電流の関係

$g_{mod}(E_i)$ の計算結果を示している. この図は, 単一量子井戸レーザにおいては著しい利得の平坦化 (“gain flattening effect”) が起こることを示している. この利得の平坦化は状態密度が階段状であること, および擬フェルミエネルギーレベルが伝導帯, 価電子帯の中に浸透していくことによって生ずるものである. このようすを図 2 (b) に示しておく.

この利得の平坦化により, 閾値電流の量子井戸の数に対する依存性が次のようなものとなる. すなわち, 発振に必要な利得が小さいときは単一量子井戸レーザが最小閾値電流を与えるが, 必要利得が大になると, 利得の平坦化のため多重量子井戸レーザのほうがむしろ低い発振閾値電流を与えることになる. この様子を示すために, 図 3 にいろいろな損失に対する量子井戸の数と閾値電流の関係を示している. この図は, 閾値電流を下げるためには, 量子井戸の数を設計することが極めて有効であるが, その最適値は損失にかなり依存することを示してい

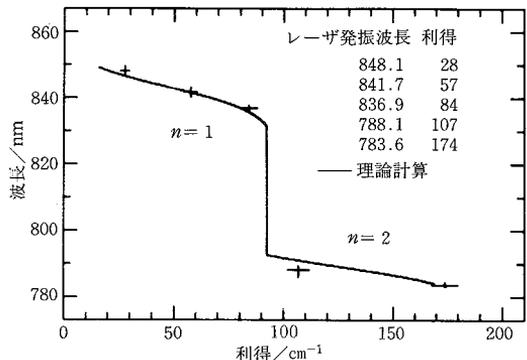


図 4 レーザ共振器を変えたときの発振波長の変化

る。また図には示していないが、量子井戸幅 L_z を小さくしていき電子の 2 次元性を強くすると閾値電流が低くなることも明らかにされている。

利得の平坦化は最近高品質 GRIN-SCH QW レーザにおいて実験的に観測されている³¹⁾。すなわち、利得の平坦化が存在すると、発振に必要な利得が高い場合（損失が大である場合）、閾値電流が著しく増大する。このとき発振波長を観測すると図 4 に示されるように、第 1 サブバンドに対する波長へのジャンプがみられる。これは利得の平坦化により第 1 サブバンドに対応する波長から第 2 サブバンドで利得が大になったこととともに、状態密度が階段状になっていることを示す証拠ともいうことができる。

3. 量子井戸レーザの微分利得および変調帯域幅

3.1 はじめに

半導体レーザの開発当初は閾値電流を下げることのみが重要であったが、技術がすすむにつれ変調特性などのより高度な特性に関心が向けられ³²⁻³⁸⁾多くの研究がすすでになされてきている。特に光通信システムの大容量化という観点から変調帯域幅を拡大することは実用上大きな課題である。これまでダブルヘテロ接合レーザの共振器長などの外的構造を変えることにより変調帯域幅の拡大がはかられてきた。一方、もうひとつの方法として、量子井戸構造を導入することにより、より基本的な材料パラメータ自身を変え、特性の改善をはかることが考えられる。この章ではこのような量子井戸構造の導入による変調帯域幅の拡大について議論することにしたい。

3.2 微分利得および変調帯域幅

緩和振動周波数 f_r は変調帯域幅の直接的指標となる。これは次のようなレーザのダイナミクスに関するレート方程式を解析することにより得られる。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J(t)}{eL_z} - \frac{n_r}{c} g'(n, E_l) P - \frac{n}{\tau_r} \quad (6)$$

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma \frac{n_r}{c} g(n, E_l) P + \beta \frac{n}{\tau_s} - \frac{P}{\tau_p} \quad (7)$$

ここで P は光子密度、 β はレーザモードへの自然放出係数、 τ_s はキャリアの寿命、 $J(t)$ (cm^{-2}) は活性層への注入電流、 n はキャリア濃度である。緩和振動周波数 f_r は (5) (6) を小信号解析することにより次のように与えられる。

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_r g'(E_l, n) P_0}{c \tau_p}} \quad (8)$$

ここで $g'(E_l, n)$ は微分利得 ($g'(E_l, n) = \partial(g(E_l, n)/\partial n)$) である。式 (8) は f_r を増大させるために 3 つの方法があることを示している。すなわち (1) τ_p を下げる (2) P_0 をあげる (3) $g'(E_l, n)$ をあげることである。(1) (2) のためにそれぞれ共振器長を短くすること³⁴⁾、

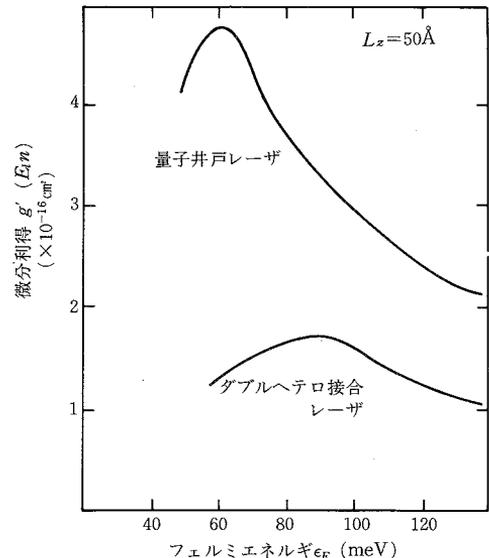


図 5 伝導帯の電子の擬フェルミエネルギー ϵ_{Fc} の関数として計算されたダブルヘテロ接合レーザおよび量子井戸レーザの $g'(E_l, n(\epsilon_{Fc}))$

および窓型構造を用いること³⁵⁾が提案されている。また、 $g'(E_l, n)$ をあげるため低温での動作³⁶⁾が試みられている。

$g'(E_l, n)$ の量子力学的表現は、さらにもうひとつの方法を提案している。すなわち、量子井戸を用いることである。 $g'(E_l, n)$ が $g(E_l, n)$ の n に関する偏微分で与えられることから明らかのように、 $g(E_l, n)$ の場合と同様に状態密度が重要な役割を果たす。量子井戸レーザでは、状態密度関数が階段状であるため、バルクの場合と比べて利得スペクトラムの幅が狭くなり、その結果 $g'(E_l, n)$ が増大する。

図 5 は、ダブルヘテロ接合レーザおよび量子井戸レーザの $g'(E_l, n(\epsilon_{Fc}))$ を伝導帯の電子の擬フェルミエネルギー ϵ_{Fc} の関数として計算した結果である。ここで、量子井戸の厚さは 50 \AA としている。価電子帯の擬フェルミエネルギーは電気的中性条件によって定められている。この計算結果は、量子井戸活性層を用いることにより、 $g'(E_l, n)$ が増大することを示している。ここで注意しておくべきことは、 $g'(E_l, n)$ はバルクパラメータであり、したがってフェルミエネルギーが同じである限り量子井戸の数には独立な量である。

この図は、また、 $g'(E_l, n)$ が ϵ_{Fc} に強く依存することを示しており、このフェルミエネルギー依存性のため、 f_r を最大にする量子井戸の数 N が存在する。これを明らかにするために再び式 (3) をみてみよう。簡単のために、 α_{total} の量子井戸構造依存性を無視する。利得は ϵ_{Fc} の単調増加関数である。したがって、レーザ発振に必要な ϵ_{Fc} は N の増加に伴い減少する。したがって、微分利得を最大にす

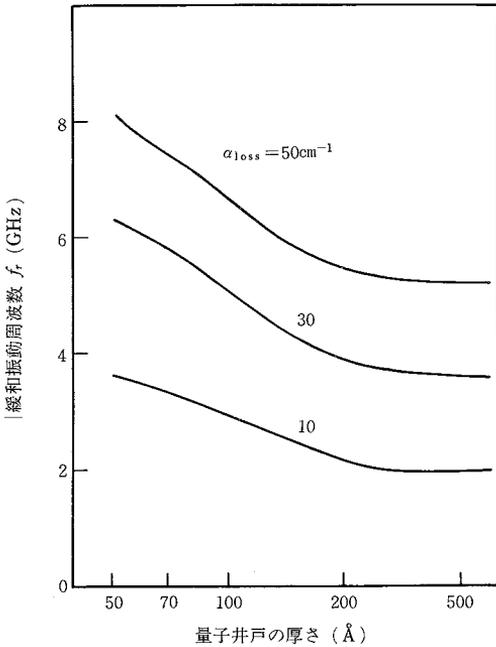


図 6 量子井戸の厚さ L_z の関数として計算された緩和振動周波数

るフェルミエネルギー ϵ_{Fc}^{max} を実現する最適な N が存在することになる。通常、 $N=1$ に対するレーザ発振時における ϵ_{Fc} は ϵ_{Fc}^{max} より大であるので、 f_r を最大にする ϵ_{Fc} は多重量子井戸 ($N > 1$) レーザにおいて実現される。

図 6 は、 f_r を量子井戸の厚さ L_z の関数として計算した結果を示している。ここで α_{total} は 50cm^{-1} としている。それぞれの L_z で N は最適化されており、また、 f_r はダブルヘテロ接合レーザ ($L_z \rightarrow \infty$) の f_r で正規化している。この結果は、 f_r は薄い量子井戸レーザにおいて約 2 倍ほど増大することができることを示している。なお、量子井戸レーザにおける f_r の増大は、魚見ら³⁸⁾ により実験的にも観測された。

4. 量子井戸レーザにおける量子雑音

4.1 はじめに

最近、半導体レーザの雑音の問題が、コヒーレント光通信や光計測への応用の観点から広く注目を集め始めている。1980年 Flemingらによって、ダブルヘテロ接合レーザにおけるスペクトル線幅が、従来よく知られている Shawlow-Townes の公式と比べて、相当広いことが見いだされた³⁹⁾。この現象は、Henry⁴⁰⁾ および Vahal, Yariv ら^{41,42)} によって独立に物理的に説明が加えられた。すなわち、彼らは半導体レーザにおけるスペクトル線幅が、 $(1+\alpha^2)$ 倍だけ大きくなることを理論的に見いだした。ここで、 α は線幅増大係数と呼ばれるものである。直観的に説明すると、次のようなことである。すなわち、位相

の揺らぎは、自然放出によるいわゆる位相揺らぎのみならず、振幅の揺らぎがレーザ内部のキャリアの数の変動をもたらす。これが屈折率の揺らぎを通じて結果的に位相の揺らぎとなる。このスペクトル線幅をおさえるために、外部ミラー、結合共振器構造あるいはDFB構造を用いることが議論されてきている。もうひとつの方法としては、量子井戸構造を導入することが考えられる。ここでは、量子井戸構造を用いることにより、いかに α パラメータが減少するかということについて説明する。

4.2 スペクトル線幅

スペクトル線幅は、次式で与えられる。

$$\Delta\nu = \frac{V_g h\nu (\Gamma g) \cdot R_m n_{sp}}{\pi P} (1 + \alpha^2) \tag{9}$$

$$\alpha = \frac{\partial \chi_R (E_l, n) / \partial n}{\partial \chi_I (E_l, n) / \partial n} \tag{10}$$

ここで、 R_m , v_g , $h\nu$, Γ , g , $n_{sp}P$ はそれぞれミラー損失、光の群速度、光子のエネルギー、光閉じ込め係数、レーザ発振時におけるバルク利得、自然放出係数、光出力である。 $\chi_R(E, n)$ は複素感受率の実部である。

式(9)(10)は $\Delta\nu$ が α , n_{sp} を通じて電子の状態密度に依存することを示している。 $\Delta\nu$ を小さくするためには $|\alpha|$, n_{sp} が小さくなる必要がある。式(10)の α の表現において分母は $g'(E_l, n)$ に比例している。したがって、前節の議論により、量子井戸構造の導入によりこの値を増大させることができる。しかしながら、式(10)の分子も量子井戸構造では増大する。したがって、数値計算を用いずに α のふるまいを予測することは大変困難である。

図 7 はダブルヘテロ接合レーザおよび量子井戸レーザに関して ϵ_{Fc} の関数として α を計算した結果を示す。この図では、量子井戸の厚さを 50\AA としている。これらの結果は次のようなことを示している。すなわち、まず第一

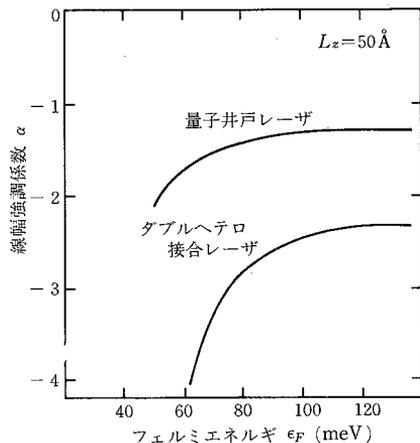


図 7 ϵ_{Fc} の関数として計算されたダブルヘテロ接合レーザおよび量子井戸レーザの α

に、 α が ϵ_{Fc} に強く依存することおよび ϵ_{Fc} の増加に伴い α の絶対値 $|\alpha|$ が減少することである(これらの傾向はすでにダブルヘテロ接合レーザについては理論的・実験的に確かめられている⁴³⁾)。2番目は、 $|\alpha|$ の値がダブルヘテロ接合レーザと比べて、小であることである。したがって、低い $|\alpha|$ の値を得るためには、量子井戸構造を用いること、また、単一量子井戸構造を用いることが望ましいことがわかる。なぜならば、量子井戸の数が少ないほど、レーザ発振に必要なモード利得を実現するために、高い ϵ_{Fc} が要求されるからである。

6. 量子井戸細線レーザ, 量子井戸箱レーザのダイナミクス

6.1 はじめに

これまで述べたように半導体量子井戸レーザ井戸構造は光デバイスの特性改善に大変有効であることが明らかになった。量子井戸構造では電子が膜厚方向にその自由度を失ってその結果2次元電子ガスを形成するわけであるが、最近、この拡張として電子を2次元的、3次元的に閉じ込めることが世界のいくつかの研究機関で始まりつつある。1982年荒川・榊が提案したこのような構造の半導体レーザへの導入はその先駆的な仕事の一つである。また、最近荒川、ヤリフによりこのような構造が半

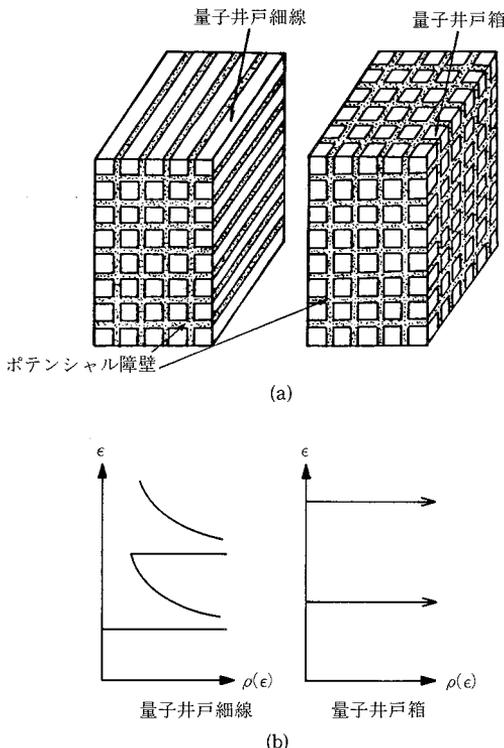


図8 (a)量子井戸細線, 量子井戸箱レーザの簡単な概念図
(b)状態密度の形状

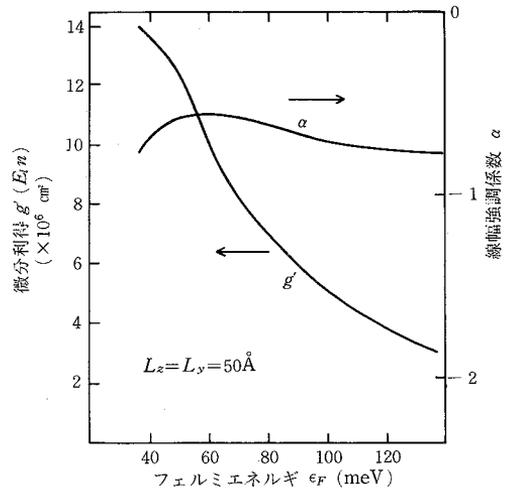


図9 量子井戸細線レーザの微分利得と α パラメータ

導体レーザの変調特性、雑音特性の改善に有効であることが明らかにされた。本章では量子井戸細線レーザや量子井戸箱レーザにおけるレーザ特性の改善について論じると共に、強磁場を用いた量子井戸細線レーザや量子井戸箱レーザの等価的実現をはかった結果についても述べる。

6.2 量子井戸細線レーザ, 量子井戸箱レーザ

図8(a)は、量子井戸, 量子井戸細線, 量子井戸箱レーザの簡単な概念図である。このような多次元的量子井戸構造をつくることにより電子の動きの自由度が0もしくは1に減少する。このような構造における電子の状態密度は次のように示される。

$$\rho_c^{wire}(\epsilon) = \left(\frac{m_c}{2\hbar^2\pi^2}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{l,m} \frac{1}{\sqrt{\epsilon - \epsilon_l - \epsilon_m}} \quad (11)$$

$$\rho_c^{box}(\epsilon) = \sum_{l,m,k} \delta(\epsilon - \epsilon_l - \epsilon_m - \epsilon_k) \quad (12)$$

ここで ϵ_l, ϵ_m , および ϵ_k は、量子井戸内の量子化されたエネルギーレベルである。図8(b)に示されているように、自由度の減少に伴い、状態密度関数の形がピーク化される。この変化に伴い、利得の形状が変化し、閾値電流特性の改善が行われる。これらのレーザのダイナミクスについて議論することにしてしう。

電子の自由度の減少に伴い、利得の形状が狭くなり、これが高い微分利得に結び付く。図9のカーブのひとつは、量子井戸細線レーザに関する微分利得をフェルミエネルギーの関数としてプロットしたものである。図5と比較することにより次の2つの特徴が明らかになる。すなわち、量子井戸細線構造を用いることにより高い微分利得が得られる。もうひとつは、微分利得のフェルミエネルギー依存性が、量子井戸細線レーザの場合強調されることである。したがって、より高い微分利得が、前の議論

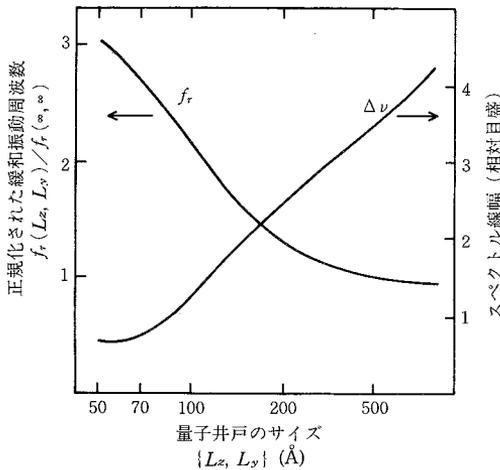


図10 量子井戸細線レーザの緩和振動周波数とスペクトル線幅

と同様にして、多重量子井戸細線構造において得られるとともに、数に対する微分利得の感度は、量子井戸レーザと比べてさらに強調される。

図10のひとつのカーブは、量子井戸細線の f_r を L_z の関数としてプロットしたものである。この計算では、2つの量子井戸細線の量子的寸法が等しく($L_z=L_y$)、またその数は各 L_z で最適化している。この結果は、 f_r がダブルヘテロ接合レーザの場合と比べて3倍近く強調されることを示している。

量子井戸細線レーザのスペクトル特性も改善される。図9のもうひとつのカーブは α パラメータのフェルミエネルギー依存性を示している。この図に示されるように、 α パラメータの依存性は、量子井戸レーザの場合と比較して小さくなっている。図10のもうひとつのカーブはスペクトルライン幅 $\Delta\nu$ を量子的寸法 L_z の関数として計算したものである。この図は、 α パラメータの絶対値が L_z の減少とともに減少することを示している。

量子井戸箱レーザにおける α パラメータについて若干述べておこう。もし、高次のサブバンドの効果を無視すれば、状態密度は δ -関数状と考えることができる。したがって、最大利得を与える光子エネルギーが、量子化エネルギーに一致する。このため、複系感受率の実部が0に近づく。したがって、量子井戸箱レーザでは、 α パラメータが極端に小さくなる。また、同時に f_r もさらに増大する。

6.3 強磁場による量子井戸細線レーザ,

量子井戸箱レーザの等価的实现

量子井戸細線、量子井戸箱構造に対する関心は大変高まっており、おそらく世界で10グループ以上が精力的に研究をすすめていると思われる。しかしながら、現段階では実現されていない。これらの効果を実現するもうひとつの方法は、強磁場を用いることである⁴⁴⁻⁴⁶。磁場内

では電子はローレンツ力を磁場と垂直な平面内で受け、サイクロン運動をする。このため、磁場が十分強いときには、2次元量子束縛が生じる。したがって、1次元電子システムはダブルヘテロ接合レーザを強磁場の中におくことにより、0次元電子システムは量子井戸レーザを磁場の方向と量子井戸面が垂直になるように置くことにより実現することができる。

図11は、190kにおいて、強磁場内のGaAsダブルヘテロ接合レーザのスペクトル線幅を測定した結果を、光出力powerの逆数の関数としてプロットしたものである。この図に示されているように、ライン幅が磁場の増加に伴い、減少していることがわかる。これは、スペクトル線幅が、擬1次元電子システムの形成により改善されていることを示している。またごく最近では量子井戸レーザを強磁場に置き、量子井戸箱レーザを等価的に実現し、そのスペクトル線幅の減少を観測することにも成功した。

一方、 f_r の改善もダブルヘテロ接合レーザを強磁場におくことにより観測された。

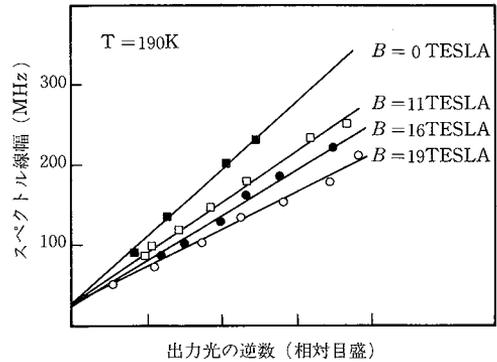


図11 強磁場内のAlGaAsダブルヘテロ接合レーザのスペクトル線幅

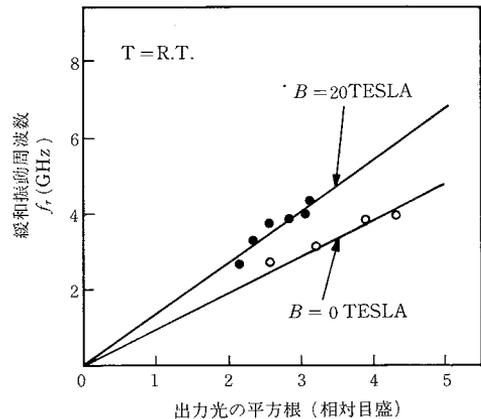


図12 強磁場内のAlGaAsダブルヘテロ接合レーザのスペクトル幅

図12は、磁場20eslaが印加された場合と、されない場合のダブルヘテロ接合レーザの f_0 を、出力パワー P_0 の平方根の関数としてプロットしたものである。 f_0 はすでに述べたように、 P_0 の平方根に比例するが、この図において各磁場における測定点が同一直線上にのっていることは、このことを支持している。さらに、磁場を印加した場合、その傾きが増大している。 $B=20\text{esla}$ の磁場の印加に伴い、 f_0 は約1.4倍ふえることが示された。これは、微分利得の変化としては約1.9倍に対応するものであり、量子細線効果によるものと考えられる。

7. 結 論

本解説では、量子井戸レーザのダイナミックスの物理を明らかにし、構造パラメータである量子井戸幅、量子井戸の数等のこれらの特性に及ぼす効果について議論した。また、量子井戸細線量子井戸すなわち量子井戸細線効果の基礎研究として、この構造内に閉じ込められた電子系とダイナミックスの関係について理論的に議論し、あわせて強磁場を用いた実験結果も示した。本解説は紙面の都合もあって、最近話題になっている量子井戸構造を用いた新しい光デバイスについてはふれることができなかった。より詳細な議論や文献リストを知りたい方は文献47)を参照されたい。現在量子井戸構造の分野の研究者はますます増加しており、今後、さらに新しい概念を伴う高性能量子井戸光デバイスが実現されることが期待される。
(1987年3月9日受理)

参 考 文 献

- 1) J.P.van der Ziel, R.Dingle, R.C.Miller, W. Wiegmann, and W.A.Nordland Jr.; Appl. Phys. Lett. 26, 463-465 (1975)
- 2) N.Holonyak, Jr., R.M.Kolbas, R.D.Dupuis, and P.D.Dapkus; IEEE J. of Quantum Electron. 170-181, (1980)
- 3) W.T.Tsang; Appl. Phys. Lett. 39, 786-788, (1981)
- 4) T.Fujii, S.Yamakoshi, K.Nanbu, O.Wada, S.Hiyamizu; J. Vac. Sci. and Technol., 2, 259-261 (1984)
- 5) R.Chin, N.Holonyak, Jr., B.A.Bojak, K.Hess, R.D.Dupuis, and P.D.Dapkus; Appl. Phys. Lett. 36, 19-21 (1979)
- 6) K.Hess, B.A.Bojak, N.Holonyak, Jr., R.Chin, and P.D.Dapkus; Solid-State Electron., 23, 585-589, (1980)
- 7) Y.Arakawa and H.Sakaki; Appl. Phys. Lett. 40, 490-492 (1982)
- 8) Y.Arakawa, K.Vahala, and A.Yariv; Appl. Phys. Lett. 45, 950-952 (1984)
- 9) Y.Arakawa and A.Yariv; IEEE J. Quantum Electron., QE-21, 1096 (1985)
- 10) Y.Arakawa, K.Vahala, and Yariv; 2nd

- International Conference on Modulated Semiconductor Structures, Kyoto, Japan (1985)
- 11) Y.Arakawa, A.Larsson, J.Paslaski, and A.Yariv; Appl. Phys. Lett., 48, 561 (1986)
 - 12) A.Larsson, M.Mittelstein, Y.Arakawa, and A.Yariv; Electron. Lett. 22, 79 (1986)
 - 13) K.Kaede, Y.Arakawa, P.Derry, J.Papaslaski, and A.Yariv; Appl. Phys. Lett. 48, 891 (1986)
 - 14) Y.Arakawa, K.Vahala, A.Yariv, K.Lau; Appl. Phys. Lett. 1142-1144 (1986)
 - 15) Y.Arakawa, K.Vahala, A.Yariv, and K.Lau; Appl. Phys. Lett. 47, 1145 (1986)
 - 16) H.Kromer and H.Okamoto; Jpn. J. Appl. Phys., 23, 970-972 (1984)
 - 17) A.Yariv, C.Lindsey, U.Sivan; J. Appl. Phys., 58, 3669-3671 (1985)
 - 18) R.Lang and K.Nishi; Appl. Phys. Lett., 45, 98 (1984)
 - 19) D.Kasemset, C.S.Hong, N.B.Patel, and D.Dapkus; IEEE J. Quantum Electron., QE-19, 1025-1030, (1983)
 - 20) A.Sugimura; IEEE J. Quantum Electron. QE-20, 336-343, (1984)
 - 21) P.T.Landsberg, M.S.Abrahams, and M.Olsinski; IEEE J. Quantum Electron. QE-21, 24-28 (1985)
 - 22) N.K.Dutta; J. Appl. Phys. 53, 7211-7214, (1982)
 - 23) N.K.Dutta; IEEE J. Quantum Electron. QE-19, 794-797, (1983)
 - 24) H.Kobayashi, H.Iwamura, T.Saku, and K.Otsuka; Electron. Lett. 19, 166-168, (1983)
 - 25) M.Asada, A.Kameyama, and Y.Suematsu; IEEE J. Quantum Electron. QE-20, 745-753, (1984)
 - 26) M.Yamanishi and I.Suemune; Japan J. Appl. Phys. 23 L35-L36, (1984)
 - 27) M.Yamada, S.Ogita, M.Yamagishi, and K.Tabata; IEEE J. Quantum Electron. QE-21, 640-645, (1985)
 - 28) M.Yamada, K.Tabata, S.Ogita, and M.Yamagishi; Trans. IECE Japan, E68, 102-108, (1984)
 - 29) Y.Arakawa, H.Sakaki, M.Nishioka, J.Yoshino, and T.Kamiya; Appl. Phys. Lett. (1985)
 - 30) N.K.Dutta, R.L.Hartman, and W.T.Tsang; IEEE J. Quantum Electron. QE-19, 1243-1246 (1983)
 - 31) M.Mittelstein, Y.Arakawa, A.Larsson, and A.Yariv; International Quantum Electronics Conference, Post Deadline Paper June (1986)
 - 32) T.Ikegami, and Y.Suematsu; Electron. Commun. Jpn. B51, 51-58 (1968)
 - 33) T.P.Paoli and J.E.Ripper; Proc. IEEE 58, 1457 (1970)
 - 34) K.Y.Lau, N.Bar Chaim, I.Ury, C.Harder, and A.Yariv; Appl. Phys. Lett., 43, 1-3, (1983)
 - 35) K.Y.Lau, N.Bar-Chaim, I.Ury, and A.Yariv; Appl. Phys. Lett. 45, 345-347 (1984)

- 36) K.Y.Lau and A.Yariv; IEEE J. of Quantum Electron., QE-21, 121-137 (1985)
- 37) K.Vahala and A.Yariv; Appl. Phys. Lett., 45, 501-503, (1984)
- 38) K.Uomi, N.Chinone T.Ohyoshi, and T.Kajimura; Japan J. Appl Phys. 24, L539-L541, (1985)
- 39) M.W.Fleming and A.Mooradian; Appl. Phys. Lett., 38, 511-513, (1981)
- 40) C.Henry; IEEE J. of Quantum Electron., QE-18, 259-264, (1982)
- 41) K.Vahala and A.Yariv; IEEE J. of Quantum Electron. QE-18, 1096-1101, (1982)
- 42) K.Vahala and A.Yariv; IEEE J. of Quantum Electron. QE-18, 1102-1109, (1982)
- 43) Y.Arakawa and A.Yariv; Appl. Phys. Lett., 47, 905-907 (1985)
- 44) Y.Arakawa, H.Sakaki, M.Nishioka, and N.Miura; IEEE. of Quantum Electron. QE-18, 1255 (1983)
- 45) Y.Arakawa, H.Sakaki, M.Nishioka, and N.Miura; IEEE Trans. on Electron Devices, ED -30,4, 330 (1983)
- 46) H.J.A.Bluysen and L.J.van Ruyven; IEEE J. of Quantum Electron., QE-16, 29-33 (1983)
- 47) Y.Arakawa and A.Yariv; IEEE. J. of Quantum Electron., QE-21 (1986)

