

ナノオプトエレクトロニクスの展望

荒 川 泰 彦

半導体ナノテクノロジーのめざましい発展に伴い、21 世紀の幕が開かれようとしている。量子細線や量子ドットのようなナノ構造は、これまでのように大量の電子をまとめて利用するのではなく、それぞれの電子を閉じ込めてその振る舞いを制御することを可能にする。この分野の目標のひとつは、電子を「閉じ込める」ことによりその性質を定め、さらに「トンネル効果」を含む「量子力学的状態の制御」によりその振る舞いを手中に収めることにある。これにより、新たな電子デバイスや光デバイスの創出を行う。

電子の人工構造による電子状態の量子化は、1969 年に Esaki らの超格子および共鳴トンネルダイオードの提案に始まるが¹⁾、電子の 3 次元量子化構造として量子ドットが世に出たのは、それから 13 年後の Arakawa と Sakaki による量子ドットレーザの提案・特性解析である²⁾。当初から指摘していたように、これは半導体による人工原子や人工分子を創り出すことに相当する。その意味で量子ドットレーザは、半導体による固体レーザの実現ともいうべきものである。もちろん固体レーザと異なり電流注入が可能であることなど、数々の特長を有する。これがナノオプトエレクトロニクスの始まりといえよう。これらの発展は、LSI 技術、半導体物理、光エレクトロニクスなど広く物理からデバイス技術に根ざしていることはいままでもない。

提案がなされた当時の量子井戸薄膜構造を形成することが精一杯という半導体技術の状況から、量子細線や量子ドットは 21 世紀になるまで手にすることはできないだろうと考えられていた。しかし、半導体ナノ構造形成技術の進

展は予想以上に速くかついじめるしいものである。今や 10 ナノメートル級の強い量子閉じ込めを実現する量子ドットが得られつつある。量子ドット形成技術のこれからの取り組むべき課題は、寸法の均一化、高密度化、配列化である。

現在、半導体量子ドットの研究がめざすべき方向は、(1) 形成技術の確立をはかるとともに、(2) 電子状態と相互作用（電子間、電子・光子、電子・格子など）について理論および実験を通じて理解を深め、(3) 量子ドットレーザなどの既存デバイスの高性能化や、単電子デバイス・量子コンピューティングデバイスなどの新概念デバイス（その可能性は未知ながらも）への展開をはかることにある。

一方、このような量子ナノ構造と光との関わりにおいてフォトニック結晶も重要である。フォトニック結晶は、本来そのバンドギャップや不純物効果により、自然放出効果のような光と電子の相互作用の制御をはかることが、主目的であったが、むしろバンド中の分散制御や微小光回路への応用がより重要性を増しつつある。一方、サブバンド間遷移が量子井戸を中心として注目を集めている。量子カスケードレーザや光検出器あるいは高速スイッチング素子としての期待がある。波長は遠赤外（テラヘルツ）から 1.5 μm 帯まで幅広い波長域をカバーできる可能性がある。さらに近接場光学が単一量子ドット分光から超高密度光記録システム応用まで幅広い範囲で光の制御の極限として期待されている。

超高速デバイス応用の観点からみると、ナノオプトエレクトロニクスの中心を担う量子ドットを電子状態や電子と他の量子（特にフォノンや光子）との相互作用に関わる電子緩和現象が重要である。本稿では、量子ドットの物理とその超高速デバイス応用の基礎について、われわれの最近

東京大学先端科学技術研究センター（〒106-8558 東京都港区六本木 7-22-1）
E-mail: arakawa@iis.u-tokyo.ac.jp

の研究成果を中心にして述べることにしたい。まず、量子ドット内の電子緩和について、近接場光学系を用いた単一量子ドット分光の立場から述べる。次に、理論的立場から、量子ドットにおける電子緩和についてフォノンボトルネック問題の視点から議論する。さらに、ナノオプトエレクトロニクスにおいて重要となる量子ドットレーザーについて論じ、特に窒化物半導体量子ドットレーザーについて述べる。

1. 単一量子ドットの電子状態：近接場分光

1.1 単一量子ドット分光

量子ドットにおいては、さまざまな物性物理が展開される。特に (1) 量子準位と多体効果 (量子ドット内および量子ドット間) (2) 準位間の遷移と緩和 (3) 相互作用における量子コヒーレント効果 (電子と電子、電子と光子、電子とフォノンなど) は、重要である。

一方、近年盛んに研究がなされている Stranski-Krastanov (SK) 成長モードにより形成された自己組織化量子ドットが、その光学的品質の高さとナノメートルサイズの閉じ込めを比較的容易な条件で成長できるようになってきた。これらにおいて上記の物性物理を探ることはきわめて意義深い。

これまでの量子ドットの電子状態に関する議論は不均一ゆらぎを内包した光学測定による観測結果を拠り所にしてきた。これに対して単一量子ドット分光は不均一広がりによる不確定性を除去し、真の 0 次元光物性を明らかにすることを可能にする。発光分光における重要な知見のひとつはキャリア緩和であり、特に量子ドットにおけるキャリア緩和の議論は、フォノンボトルネックの観点からも非常に興味深い。ここでは近接場分光による量子ドットのコヒーレント相関分光の実験結果を基にキャリアの緩和過程について議論する。

ファイバースコープを用いた近接場分光は、温度 7 K の低温測定で行った³⁻⁵⁾。図 1(a) に近接場発光 (PL) スペクトルを示す。このピークは、その強度依存性、場所依存性、励起スペクトルから基底準位の発光と同定される。一方、図 1(b) に示すように、単一量子ドットの励起発光 (PLE) スペクトルは非常に特徴的な性質を有している。まず、緩和エネルギー 0 meV から 50 meV の領域には大きなゼロ吸収領域が観測される。多くの報告で述べられているように、この結果は理想的な 0 次元系に基づく状態密度の離散化により説明される。70 meV 付近で観測されるピークはいわゆる 2 LO と呼ばれる共鳴帯と考えられる。単一量子ドットの PLE ではこのエネルギー帯が多数の線

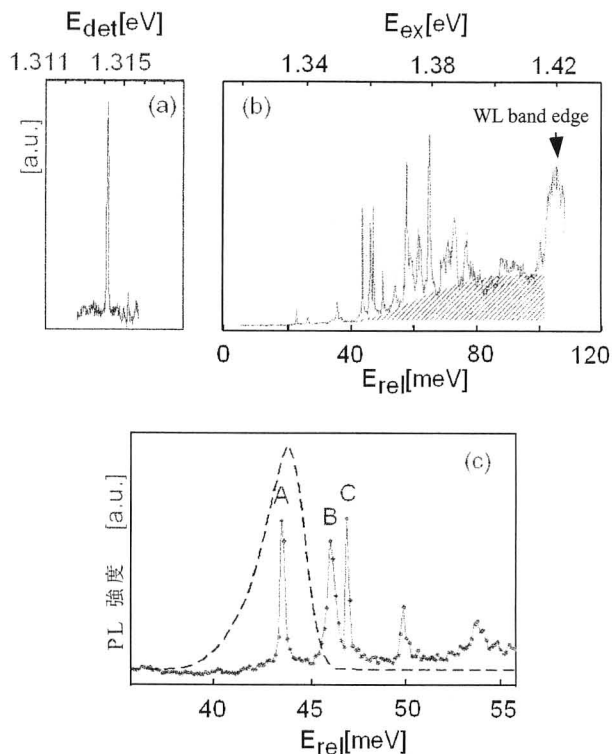


図 1 (a) 単一ドット発光スペクトル, (b) (a) に対する励起発光スペクトル, (c) (b) における 45 meV の拡大図⁵⁾。

幅の狭いピークからなっている様子が観測される。

上記の結果の意義は 0 次元系を示唆する大きな非共鳴領域と、これに続く 0 次元から 2 次元系への量子状態の移行を反映した連続準位の存在を実験的に明らかにしたことにある。さらに、連続状態を考えることによって通常の PLE に現れる構造が共鳴ラマンに対応することがわかる。多数の共鳴はまた、多くの局在フォノンモードが活性化されていることを示している。これらの結果は量子ドットにおいてキャリアの緩和過程および基底準位における高効率な再結合発光を理解するために重要である。

1.2 単一量子ドットのコヒーレント相関分光

キャリアの緩和過程を明らかにするために、単一量子ドットにおいてコヒーレント相関分光を行った⁶⁾。実験では、多数ある局在フォノンモードのピークのひとつに励起光のエネルギーを合わせ、その発光相関の時間発展をパルス列に遅延を施すことにより観測する。光源はモードロックチタンサファイアレーザーを用いる。ファイバーの分散による光パルスの広がりの影響を考慮し、グレーティングペアで時間幅を 1 ps 程度に設定した。先に述べたようにこの試料では比較的多数の共鳴が現れるため、このパルス整形は他の共鳴による信号の擾乱を防ぐことにもなる。

図 2(a) は図 1(b) における共鳴ピーク A の発光を遅延時間 15 ps 付近で測定したスペクトル列である。発光ピー

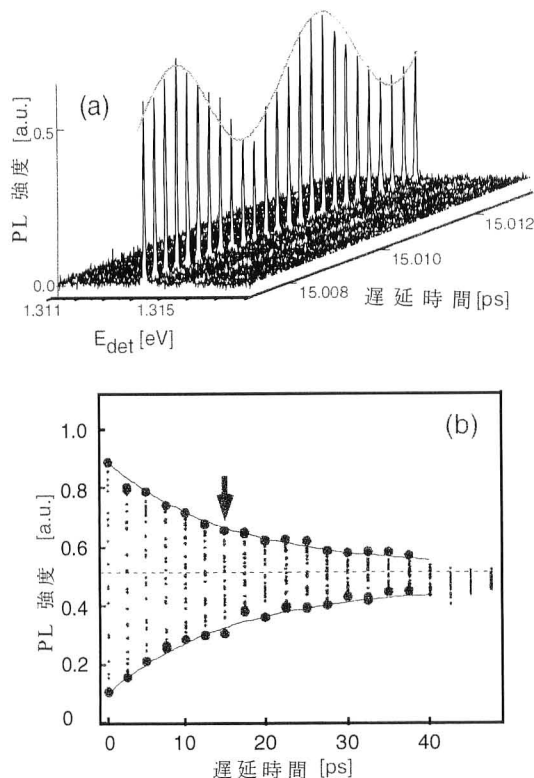


図2 (a) 遅延時間 15 ps 付近の発光スペクトルの遅延時間に対する変化, (b) 発光ピーク強度の遅延時間に対する変化.

ク強度は遅延時間に対して正弦関数状の変化を示すことが確認される. この現象は量子干渉に起因している. キャリヤーは2つのパルスで励起されるが, その発光はどちらのパルスで励起されたか分離することはできない. その結果, 観測される発光強度は時間的に振動する. 図において振動を観測している 15 ps という遅延時間は励起パルス幅よりもはるかに長い. すなわち基底準位の発光に強い相関が存在することを意味する.

図2(b) は遅延時間に対する発光のピーク強度をプロットしたものである. 大きな丸で示すのは発光振動を三角関数でフィッティングしたときの振幅に相当する. 遅延時間が長くなるにつれ, 振幅は指数関数的減衰を示し, その減衰時間は励起キャリアの位相緩和に対応する. この共鳴における位相緩和時間は約 15 ps と求められた. この値は共鳴ピークのローレンツ関数近似から求められる半値幅とよい対応を示す. さらに求められた位相緩和時間は, われわれが以前から主張してきた光学フォノンを介した共鳴ラマン過程によってよく説明される.

2. 量子ドットにおける電子・フォノン相互作用

2.1 量子ドットにおけるフォノンボトルネック

量子ドットレーザーは, 低閾値電流特性や高変調周波数帯域特性などの状態密度の離散性から得られる効果を最も

引き出し得る構造として注目されている¹⁾. しかし, 量子ドットにおいては状態密度関数が離散的であることに起因して, 発光効率の著しい低下をもたらすというボトルネックの問題もまた指摘されている⁷⁾. このフォノンボトルネックは, 電子が LA フォノン放出を繰り返して基底準位へ向けてエネルギー緩和をする際に, 電子の準位間隔が大きいと比較的小さいエネルギーをもつ LA フォノンへのエネルギーの受け渡しが抑制されるために起こる. 一方, LO フォノンはそのエネルギー分散が小さく, キャリヤーの準位間隔がそれに共鳴することがきわめてまれであるために, キャリヤーのエネルギー緩和にはほとんど寄与しないと考えられてきた. しかし, LO フォノン放出によるエネルギー緩和過程は, LA フォノン放出の場合と比較して, その緩和レートが格段に速いことが知られている. したがって, もし量子ドット中のキャリア緩和において利用できるのであれば, きわめて有効である.

しかし, 実験的には, フォノンボトルネックの予想に反して, 量子ドットはよく光ということが知られている. たとえばポンプ&プローブの実験では障壁層から量子ドットへの緩和時間が, 量子井戸のそれと若干長いながらもほぼ同等とみなせることが見いだされている⁸⁾. これらの実験結果を説明するために, たとえばオージェ過程の介在, 欠陥を介した緩和あるいは LA フォノンと LO フォノンの多重フォノン放出など, 他のメカニズムが議論されてきた^{9,10)}.

ここでは, LO フォノンと電子の相互作用の枠組みの中においても, 電子緩和がかなりの広いエネルギー範囲で (2~30 meV) 起こることを理論的に示すことにする^{11,12)}. 取り扱いの重要なポイントは, 電子とフォノンの強い相互作用と量子ドット中の LO フォノンの寿命を考慮した点にある.

2.2 LO フォノンと電子の強い相互作用

ある相互作用の発生頻度を知るためには, 遷移確率を計算しなくてはならない. この遷移確率は, 相互作用の始状態の存在確率の減衰時定数 τ の逆数として表される. この遷移確率の解析には, フェルミの黄金則を用いることが多い. しかし, 教科書が教えるように¹³⁾, フェルミの黄金則は, 遷移時間が終状態のエネルギー広がり¹⁴⁾の逆数に対して十分長い場合に適用できることである. したがって, LO フォノンのようにエネルギー分散が非常に小さく, かつ, 相互作用が強い場合には単純に用いることができない. したがって, フェルミの黄金則ではなく, あらためて時間依存のシュレーディンガー方程式に立ち戻る必要がある.

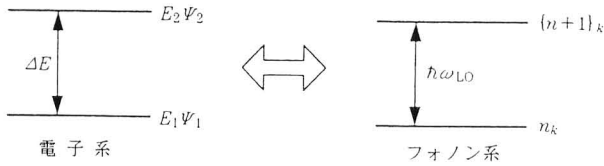


図3 2準位モデルの電子系と LO フォノンとの相互作用.

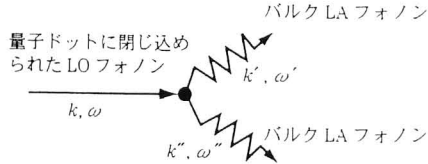


図4 量子ドットに閉じ込められた LO フォノンのエネルギー散逸モデル¹¹⁾.

いま図3のように量子ドットにおいて閉じ込められた電子系と LO フォノン系が相互作用しているものとする. 簡単のために電子は2準位系とする. このとき時間依存する系の波動関数は

$$\Psi(t) = a(t)e^{-iEgt}|\Psi_2; n_k\rangle + b(t)\sum_k e^{-iEet}|\Psi_1; \{n+1\}_k\rangle \quad (1)$$

となる. ここで状態ベクトル $|\Psi_2; \{n_k\}\rangle$ は電子が励起状態 Ψ_2 , LO フォノンの各モードがそれぞれ $|n_k\rangle$ にある状態を, 状態ベクトル $|\Psi_1; \{n+1\}_k\rangle$ は電子が基底状態 $|\Psi_1\rangle$, LO フォノンの第 k 番目のモードのみが1つだけ光子数が増えた状態を示している. $a(t)$, $b_k(t)$ はそれぞれの時間依存の係数である.

これをシュレーディンガー方程式に代入することにより次の結合方程式が得られる.

$$\begin{aligned} \frac{da(t)}{dt} &= -i\sum_k g_k e^{i\Delta t} b_k(t) \\ \frac{db_k(t)}{dt} &= -ig_k^* e^{-i\Delta t} a(t) - \Gamma_k b_k(t) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで g_k^* は電子と k 番目の LO フォノンモードとの結合係数である. また, この式では各 LO フォノンに対して減衰項 Γ_k を導入している. これが, 量子ドット中の LO フォノンの寿命を考慮したことに対応する.

結合係数 g_k はフロアリッヒ相互作用ハミルトニアン H' に基づき

$$g_k = \langle \Psi_1; \{n_k\} | \Psi_2; \{n+1\}_k \rangle \quad (3)$$

で求められる LO フォノンが単一モードであるときには, この強結合性のため, いわゆるラビ振動が生じ, 電子系とフォノン系で周期的なエネルギーのやりとりが起きる. 量子ドット中の電子とフォノン系のラビ振動はわれわれにより1996年に初めて指摘された¹⁴⁾.

しかし, これでは電子の緩和は生じないことになる. 実

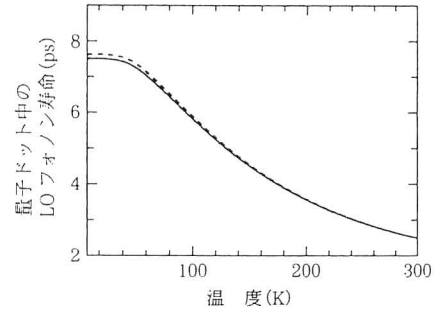


図5 半径8 nmの球形の量子ドットについて, 寿命の温度依存性を計算した結果. 実線, 破線はそれぞれ, 基底モードおよび第2次モードの LO フォノンモードの寿命¹¹⁾.

際には, LO フォノンの寿命を決めるメカニズムに依存する. 具体的には LO フォノンの量子ドットの外への散逸である. ここでは, 図4のように, 閉じ込められた LO フォノンが2つのバルク LA フォノンに結合することによるエネルギー散逸を導入して定めた. 計算の詳細は文献12)を参照してほしい.

図5に半径8 nmの球形の量子ドットについて, 寿命の温度依存性を計算した結果を示す. 実線, 破線はそれぞれ, 最基底モードおよび第2次モードの LO フォノンモードの寿命である. 量子ドットについてこの図が示すように, 300 K では寿命が3 ps 以下になっていることがわかる. この散逸項の導入が相互作用を議論の本質とする.

以上の結果に基づいて, LO フォノンによる励起状態にある電子の基底状態への緩和時間を計算することにしよう. このモード結合方程式は式(3)より

$$\begin{aligned} \frac{da(t)}{dt} &= -\sum_k |g_k|^2 \int_0^t d\tau e^{i\Delta(t-\tau)} e^{-\Gamma(t-\tau)} a(\tau) \\ \Delta &= E_2 - E_1 - \hbar\omega_{LO} \end{aligned} \quad (4)$$

と書くことができる. ただし, LO フォノンのエネルギー分散が無視できるほど小さいとし, LO フォノンのエネルギーは全て $\hbar\omega_{LO}$ とした. また, フォノンの寿命も減衰定数 Γ_k も全て等しく Γ とおいている. この近似を行うと次式が得られる.

$$\begin{aligned} |a(t)|^2 &= \frac{e^{-\Gamma t}}{16|\beta|^2} \\ &\left[2\beta - i\gamma \right]^2 e^{2\beta_2 t} + [2\beta + i\gamma]^2 e^{-2\beta_2 t} + 2(4|\beta|^2 - |\gamma|^2) \\ &\quad \times \cos(2\beta_1 t) + 8(\Gamma\beta_1 - \Delta\beta_2) \sin(2t) \\ \beta^2 &= g^2 - \gamma^2/4 \\ \beta &= \beta_1 + i\beta_2 \\ \gamma &= -\Gamma + i\Delta \end{aligned} \quad (5)$$

式(5)の形をみると, 指数関数の項に注意すれば緩和時間を

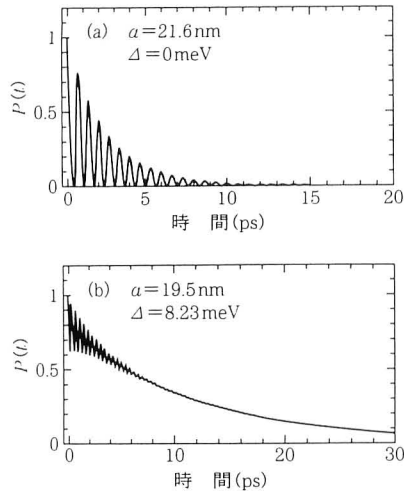


図6 $\Delta E = E_2 - E_1$ をパラメーターとして、 $P(t) = |a(t)|^2$ を計算した結果。(a) $\Delta = 0$, (b) $\Delta = 8.23$ meV¹²⁾。

$$\tau \equiv \frac{1}{\Gamma - 2\beta_2} \quad (6)$$

と定義するのが妥当であることがわかる。

図6に2種類の $\Delta E = E_2 - E_1$ について、時間 t の関数として $P(t) = |a(t)|^2$ を計算した結果を示す。まず $\Delta = 0$ すなわち電子の2準位間のエネルギーがLOフォノンに完全に共鳴している場合を(a)に示す。このときには $\beta_2 = 0$ となり寿命はフォノン寿命で決まる。図の細かい振動はいわゆるラビ振動に対応するものであり、当然のことながら、もしLOフォノンの寿命が無限ならば、永遠にラビ振動を繰り返すことになる。一方、非共鳴であり、 Δ が0でない場合には、 β_2 が有限な値をもつ。図6(b)は $\Delta = 8.23$ meVのときの $P(t)$ の変化を示す。まず、減衰時間が長くなっていることがわかる。さらに、ラビ振動の振幅が減少していることが理解されよう。

2.3 電子の緩和時間

これらに基づき緩和確率（緩和時間の逆数）を $\Delta E = E_2 - E_1$ の関数として計算した結果を図7に示す。この図が示すように $\Delta E = 35.46$ meVのところで最大値をもち、依然として共鳴効果が重要となる。しかし、注意すべきことはたとえば10 psまで緩和時間を許容すれば約30 meVの広い範囲にわたり電子の緩和が可能であるということであり、これにより適切な構造設計のもとではフォノンボトルネックはほとんど問題にならないと結論できる。

したがって電子とLOフォノンの相互作用はキャリア緩和過程に有効性であり、いわゆるフォノンボトルネックの問題はほとんど無視できると結論することができる。また、特にレーザーにおいては、電子と正孔が存在するためクーロン相互作用がキャリアの緩和に有効に働くと考え

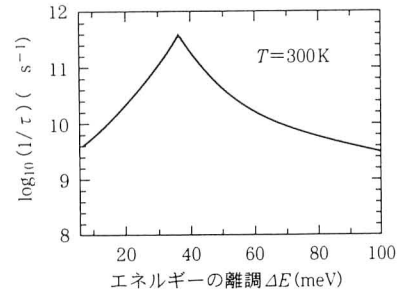


図7 緩和確率（緩和時間の逆数）を $\Delta E = E_2 - E_1$ の関数として計算した結果¹²⁾。

えられる。これらの結果に基づきレーザー特性を計算すると、量子ドットのサイズを適切に選択すれば（具体的には8~10 nm程度）、閾値電流は20 nA程度に達し得ることが明らかになった¹⁴⁾。また変調周波数帯域は光非線形利得効果を考慮しても300 GHz程度にまで達することが可能である。これらの結果は、適切な量子構造の設計がなされれば、ボトルネックの問題をほぼ排除できるとともに、量子ドットレーザーにすぐれた特性を期待できることを示している。

3. 量子ドットレーザーの展開

3.1 量子ドットレーザーの特性：理論的検討と磁場による物理実験

1982年に提案された量子ドットレーザーおよび量子細線レーザーでは¹⁾、閾値電流の温度依存性が、電子の自由度の次元を下げることにより大幅に抑えられることが予測された。これは電子の自由度の次元が減ると、状態密度が先鋭化するため、電子のエネルギー分布が不変となる。したがって、利得特性も温度により変化しないため、結局閾値電流も一定となることに起因する（もちろんこれは高次準位の影響がなくかつ均一広がりのみを考えた理想の場合である）。その後約4年の間に東大およびカリフォルニア工科大（筆者が84年から86年まで2年間滞在していた）により、理論研究が精力的に行われた^{13,15)}。半導体レーザーの重要な特性は(1) 閾値電流 (2) 変調特性 (3) スペクトル特性である。これらの特性は、電子の自由度の減少に伴う状態密度の先鋭化により大きく向上する。ただし、閾値電流の低減は、状態密度の先鋭化というよりはむしろ活性層の総体積により主に決まることに注意されたい。一方、それに対して(2)、(3)のレーザーのダイナミック特性は、状態密度の先鋭化が本質的に重要な役割を果たす。量子ドットレーザーではチャージングは起こらない¹⁶⁾。なお、閾値電流密度の計算については東工大のグループの果たした役割も先駆的で大きい^{17,18)}。

一方、当時の結晶成長・プロセスの研究状況においては、良質の量子井戸をかくらうじて形成できる状態であり、したがって、実験的にこれらの理論予測を確かめるためには他の手法を用いる必要があった。われわれは（東大およびカリフォルニア工科大）、強磁場を用い量子細線レーザーや量子ドットレーザーの状況を擬似的に実現する実験を行い、理論的予測を実証した^{13,15,19,20}。このような原理的な研究は（少し荒っぽい議論であったが）、1980年代の後半には一段落した。

3.2 量子ドットレーザーの発展

21世紀の究極の構造と考えられていた量子ドット構造の形成については、予想に反して活発にその研究が行われ各所で量子ドットレーザーの作製が試みられている。残念ながらサイズのばらつきが大きすぎるため、期待される0次元電子の効果は得られていないが、自己組織化の手法はひとつのブレイクスルーをもたらした。

自己組織化の手法で最も知られているのは、結晶基板と量子ドットの材料の間の格子定数の差による歪みを利用したSK成長モードである。特にGaAs基板上へのInAs量子ドットの成長が最も広く研究がなされており、20 nm程度の横寸法を有する量子ドットの形成が可能である。また、GaSb量子ドットなど他の量子ドットも形成されている。

SK成長モードを用いた量子ドットレーザーの作製はInAs量子ドットレーザーを中心に活発に試みられている。ファブリー・ペロー共振器型の量子ドットレーザー構造の作製については、国内では富士通研究所、NEC、国外ではベルリン工科大、ミシガン大、テキサス大、シェフィールド大などが主として研究を行っている。量子ドットレーザーの室温連続発振は、1994年ヨッフエ研究所が作製した量子ドットレーザー構造をベルリン工科大が発振実験を行うことにより達成された。また、閾値電流の温度依存性が緩和されたことが報告された²¹。ただし、自己形成量子ドットの寸法のばらつきによる不均一広がりが数十meVであることを考えると、漏れ電流がみかけ上の温度依存性を緩和させたのであろうと解釈する向きも多い。しかし、このグループの発表が量子ドットレーザーの実現に新たなトリガーをかけたことはまちがいない。

量子ドットの高次サブバンドでの発振の様子や、量子ドットの寸法のゆらぎが量子ドットレーザーへの発振特性に与える影響は、富士通研究所やシェフィールド大により丁寧に調べられている^{22,23}。たとえばシェフィールド大では、InAs/GaAsを10層積層したときの量子ドットレーザーの発光特性を調べ、注入電流レベルにかかわらず広いエ

ネルギー範囲にわたり多モードレーザー発振していることを示した。これは量子ドットの寸法のゆらぎが大きいことと、量子ドット間の結合が十分ではないためキャリアの局在が生じていることに起因すると考えられる。この現象の観測は、キャリアの緩和過程や電流注入過程を均一にする必要性を示すものである。量子ドットレーザーの低閾値電流化については、現時点では 110 A cm^{-2} 程度である。量子ドットの寸法のばらつきが特性改善の限界を与えている。

面発光型量子ドットレーザー構造の作製も東大²⁴、NEC²⁵、サンディア研究所・ベルリン工科大、テキサス大などでなされている。サンディア研究所・ベルリン工科大は $68 \mu\text{A}$ を室温で達成している。低閾値電流に最も大きく貢献したのは体積効果である。また、変調特性では、InGaAs/GaAs量子ドットレーザーにおいて100 mAのとき3 dB帯域幅が7.5 GHzを達成するとともに、 $1.7 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ の微分利得が得られたことをミシガン大が報告している²⁶。まだ十分ではないがダイナミックスの特性の挑戦として今後の発展を期待したい。

量子ドットレーザーは3次元量子閉じ込めによる状態密度制御やクローン相互作用の強調など、物性制御を通じたレーザー特性の向上が中心となる目標はあるが、一方、波長領域の拡大や量子効率の向上など材料的特性に新たな展開をもたらすためにも有効である。SK成長モードなどで形成された3次元島状構造である量子ドットでは、歪みの効果が本質的役割をドット形成時において果たしている。さらに、この歪み効果が、発光波長に対して量子サイズ効果やバルクのバンドギャップ以上に大きな影響を与える。したがって、量子ドットは今やさまざまな発振波長を実現することができる。1.3 μm 帯においてPを用いないレーザーとしてはGaInNAs量子井戸レーザーが成功を収めてきているが、量子ドットレーザーにおいてはNも組み込まずに長波長レーザーを実現することができる。実際InAs量子ドットレーザーにおいて1.3 μm 帯レーザー発振が最近各所で実現されている。

3.3 青色窒化物半導体量子ドットレーザー

これまでInAs系量子ドットレーザーの作製と特性について述べてきたが、他の材料系のレーザー作製の試みも行われている。特に青色量子ドットレーザーは重要である。以下の理由で重要となる。窒化物半導体量子井戸レーザーは長波長GaAs系量子井戸レーザーと比べて、電子と正孔の有効質量の差が大きく、かつ電子の有効質量自体が大きいため、閾値電流が約1桁高くなってしまふ。一方、量子ドットレーザーにおいては、十分その寸法が小さく高次

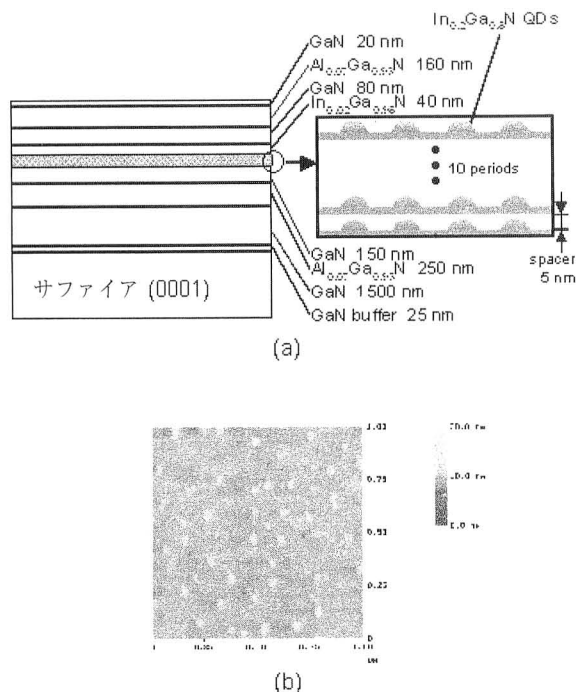


図8 InGaN 窒化物半導体量子ドットレーザの模式図と量子ドットのAFM像²⁸⁾。

のサブバンドを無視できれば、達成し得る閾値電流は材料系に無関係となる。したがって、窒化物半導体レーザにおける量子ドットの導入効果は長波長 GaAs 系レーザと比べてはるかに大きなものとなる²⁷⁾。

InGaN 系ではこれまでに Si を AlGaIn バッファ表面に供給して InGaIn 量子ドットを作製する方法が報告されているだけで、この分野の研究はまだ始まったばかりである。筆者らは、GaN 層上に直接 InGaIn 量子ドットを自己形成させる条件を見いだした。この方法では InGaIn 量子ドット層とバリア層を同じ基板温度で作製することができるため、量子ドット層を多層に積層することが容易である。積層化した InGaIn 量子ドットを活性層に含むレーザ構造を作製した結果、光励起によるレーザ発振を室温で観測することに成功した^{28,29)}。

図8の構造模式図に示されているように、レーザ構造は、量子ドットを含む活性層を $\text{Al}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{N}$ クラッド層で挟み込んで作製される。活性層は $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ 量子ドットを10周期積層したものである。端面ミラーを含むリッジ型共振器は反応性イオンエッチングによって作製した。良好な端面ミラーが形成されていることを走査型電子顕微鏡で確認した。量子ドットの直径と高さの平均はそれぞれ19.5 nm と 4.5 nm、密度は $6.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ である。

次に、光励起によるレーザ発振の実験を室温で行った。図9は1パルスあたりの励起強度を横軸として、15

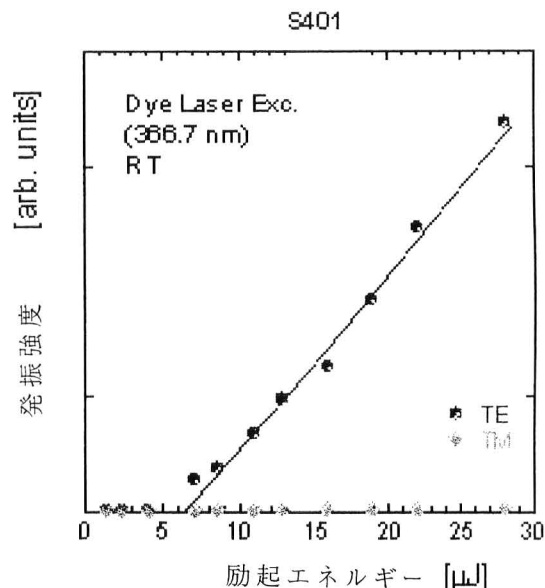


図9 光励起による青色量子ドットレーザの室温入出力特性²⁹⁾。

パルス分を積算した発光強度を示している。TE 偏波の入出力特性は明確に非線形性を示している。閾値は $6.0 \mu\text{J}$ である。発振スペクトルであるが、励起強度を1.7倍まで上げると多モードで発振した。多モード発振の理由として、量子ドットの組成・サイズゆらぎによる量子ドットのエネルギー準位の広がり、量子ドット間のキャリアの緩和が抑制されていることに起因していると考えられる。

レーザにおいては電子と光子の相互作用が本質的な役割を果たす。したがってこの相互作用を制御することができれば究極のレーザが実現できる。電子はその性質をナノ構造により制御することができる。一方、光はフォトニック結晶や微小共振器により制御することが可能である。また新たな波長域の展開が期待される。

めざすべき重要課題としては、(1) 窒化物半導体やアンチモン系半導体または酸化物等の新材料量子ドットレーザの開発、(2) 歪み効果などを利用した量子ドットレーザの発振波長域のさらなる拡大、(3) フォトニック結晶と量子ドットの融合による新しいレーザの開拓、(4) サブバンド間遷移量子ドットレーザの開拓、(5) 強いコヒーレント相互作用を有する量子ドットレーザの開拓、(6) 単一量子ドット分光および量子ドット中の電子相互相関作用の物理に基づく量子ドットレーザの理解、(7) 光スイッチング素子等をめざした量子ドット光非線形デバイス、などがあげられよう。

本稿では、量子ドットの電子状態について、基礎事項を述べるとともに、ナノオプトエレクトロニクスを中心にデ

デバイスへの展開について議論した。量子ドットの具体的な応用としては、レーザー、光変調器、光スイッチングデバイス、光メモリーなどの光デバイスおよび単電子デバイスなどさまざまな応用があげられる。特にレーザーなどの光デバイスの場合には、既存デバイスの構造を保ったまま、量子井戸領域を量子ドットに置き換えるのみで性能の飛躍的向上が期待できるため、現実的といえよう。しかし、このような状況を実現するためには、寸法のそろった良質でかつ高密度性な量子ドット列が実現されなければならない。また、一方で、量子ドットの結合ネットワークを利用した新概念デバイスの創出も期待したい。

本稿で述べた研究成果は、北海道大学戸田泰則助教授、東京大学先端科学技術研究センター染谷隆夫講師および大学院生橘浩一氏をはじめとする研究室諸氏によるところが大きい。深く感謝する。

文 献

- 1) L. Esaki and R. Tsui: IBM J. Res. Dev., **14** (1970) 61.
- 2) Y. Arakawa and H. Sakaki: Appl. Phys. Lett., **40** (1982) 939.
- 3) Y. Toda, S. Shinomori, K. Suzuki and Y. Arakawa: Phys. Rev. B, **58** (1998) R10147-R10150.
- 4) Y. Toda, S. Shinomori, K. Suzuki and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett., **73** (1998) 517-519.
- 5) Y. Toda, O. Moriwaki, M. Nishioka and Y. Arakawa: Phys. Rev. Lett., **82** (1999) 4114-4117.
- 6) Y. Toda, T. Sugimoto, M. Nishioka and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett., **76** (2000) 3887-3889.
- 7) H. Benisty, C. M. Stomāyor-Torres and C. Weisbuch: Phys. Rev. B, **44** (1991) 10945-10948.
- 8) T. Norris: *OSA Topical Meeting on Quantum Optoelectronics*, Idaho, USA (1998).
- 9) U. Bockelmann, W. Heller, A. Filoramo and Ph. Roussignol: Phys. Rev. B, **55** (1997) 4456-4468.
- 10) T. Inoshita and H. Sakaki: Phys. Rev. B, **46** (1992) 7260-7263.
- 11) X. Q. Li and Y. Arakawa: Phys. Rev. B, **57** (1999) 12285-12290.
- 12) X. Q. Li and Y. Arakawa: Jpn. J. Appl. Phys., **38** (1999) 473-476.
- 13) A. Yariv: Quantum Electronics, 3rd ed. (John Wiley & Sons, 1987).
- 14) H. Nakayama and Y. Arakawa: *The 15th International Semiconductor Laser Conference*, Haifa (1996).
- 15) Y. Arakawa, K. Vahala, A. Yariv and K. Lau: Appl. Phys. Lett., **48** (1986) 384.
- 16) Y. Arakawa, K. Vahala and A. Yariv: Appl. Phys. Lett., **45** (1984) 950.
- 17) M. Asada and Y. Suematsu: IEEE J. Quantum Electron., QE-**21** (1985) 434-442.
- 18) Y. Miyamoto, Y. Miyake, M. Asada and Y. Suematsu: IEEE J. Quantum Electron., QE-**25** (1989) 2001-2006.
- 19) Y. Arakawa, A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron., QE-**22** (1986) 1887.
- 20) Y. Arakawa, H. Sakaki, M. Nishioka, H. Okamoto and N. Miura: Jpn. J. Appl. Phys., **22** (1983) L804.
- 21) F. Heinrichsdorff, M. H. Mao, N. Kristaedter, K. Krost and D. Bimberg: Appl. Phys. Lett., **71** (1997).
- 22) H. Shoji, Y. Nakata, K. Mukai, Y. Sugiyama, M. Sugawara, N. Yokoyama and H. Ishikawa: Appl. Phys. Lett., **71** (1997) 193-195.
- 23) L. Harris, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick and M. Hopkinson: Appl. Phys. Lett., **73** (1998) 969-971.
- 24) M. Nishioka, F. Sogawa and Y. Arakawa: Physics B, **46** (1996) 1888.
- 25) H. Saito, K. Nishi, S. Shiegeo and Y. Sugimoto: Appl. Phys. Lett., **71** (1997) 590-592.
- 26) K. Kamath, J. Phillips, H. Jiang, J. Singh and P. Bhattacharya: Appl. Phys. Lett., **70** (1997) 2952-2953.
- 27) Y. Arakawa, M. Nishioka, H. Nakayama and M. Kitamura: "Growth and optical properties of self-assembled quantum dots for semiconductor laser with confined electrons and photons," The Institute of Electronics, Information and Communication Engineers, Trans., E-79-C-11 (1996) 487.
- 28) K. Tachibana, T. Someya and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett., **74** (1999) 383-385.
- 29) K. Tachibana, T. Someya and Y. Arakawa: Appl. Phys. Lett. (1999).

(2000年6月28日受理)