

# 量子ドット・フォトリック結晶ナノレーザー — 単一人工原子レーザーを中心にして —

荒川 泰彦・野村 政宏・岩本 敏

## Quantum Dot Photonic Crystal Nanolasers

Yasuhiko ARAKAWA, Masahiro NOMURA and Satoshi IWAMOTO

Evolution of semiconductor lasers includes novel nanostructures and new physical concepts. Proposals of heterostructure and quantum dot are good milestones and had a notable impact on the development of semiconductor lasers. In general, a larger number of quantum dot is advantageous to lasing characteristics, but this is not the case with a laser possessing an ultra-high- $Q$  cavity; ultimately, optical gain of a single quantum dot enables lasing oscillation. Semiconductor nanocavities can provide favorable environment for single-quantum-dot-lasing due to high- $Q$  and enhanced light-matter interaction resulting from an extremely small modal volume. In this paper, we describe cavity quantum electrodynamics in a single quantum dot-nanocavity system and related researches on nanolasers. Then, we discuss our recent advances in physics of semiconductor single quantum dot-photonic crystal nanocavity lasers in both weak and strong coupling regimes. We also describe future outlook for single quantum dot lasers.

**Key words:** nanolaser, single artificial atom laser, quantum dot, photonic crystal, cavity quantum electrodynamics

昨年生誕 50 周年を迎えたレーザーは、基礎科学やさまざまな分野で用いられ、現代社会に不可欠なものとなっている。特に半導体レーザーは、高度な結晶成長技術と量産技術に立脚して、小型で高電力効率、高速変調可能、低コストの光源として確立した。その応用範囲は情報通信のみならず、光記録、ディスプレイ、励起用光源など、きわめて広い。半導体レーザーは、各時代における新たなナノ構造や物理概念を伴って進化してきた。1963 年の Kroemer によるダブルヘテロ構造の提案<sup>1)</sup>や、1982 年の荒川・榊による量子ドットの提案<sup>2)</sup>などは、その例であり、半導体レーザーのその後の発展に大きなインパクトをもたらした。

量子ドットは、原子の中心力場ポテンシャルに相当する多次元井戸型ポテンシャルを形成することにより、電子のエネルギーの完全な離散化を実現しているため、人工原子ともよばれている。量子ドットレーザーは、最も低い閾値電流密度を達成するとともに、高い温度安定性を示すなど

すぐれた特性を達成してきており、2010 年には、わが国のベンチャー企業である QD レーザ社から市場への出荷が開始された。

半導体レーザーの閾値電流は、共振器の光閉じ込め能力 ( $Q$  値)、媒質の利得、内部損失等で記述されるレーザー発振条件によって決まる。量子ドットレーザーの場合、一般には、活性層内の量子ドットの数が多いほど、より高い利得を達成できるので望ましい。しかし、共振器の  $Q$  値が高くなると、低い利得で発振条件に到達できるために、むしろ量子ドットの数が多いほど低い閾値電流を実現できる。これは、透明化条件を実現するために、少なくとも活性層中の全量子ドットの半数は励起する必要があることに起因する。 $Q$  値がきわめて高い場合には、さらに量子ドットの数減らすことができ、究極的には単一の量子ドットの利得によりレーザー発振が可能になる。

一方、共振器の寸法が光の波長程度、あるいはそれ以下の微小共振器を有するレーザーはナノレーザーとよばれ、

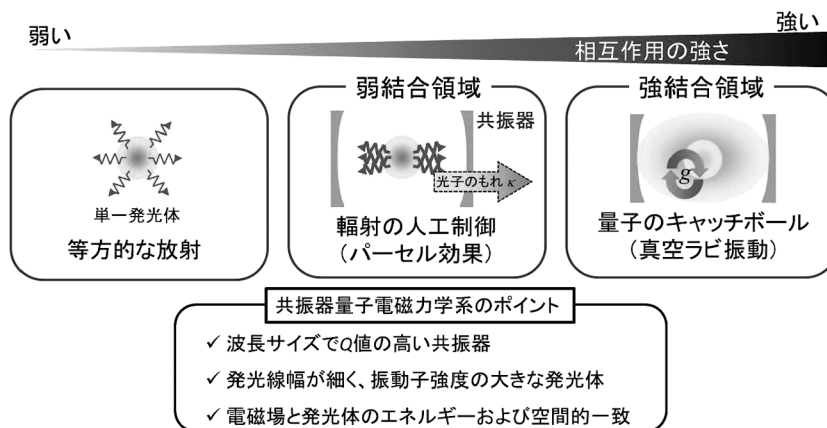


図1 共振器量子電磁力学的效果による光と物質の相互作用の違いと、系に重要な要素。

現在広く注目を集めている。特に、高い  $Q$  値を実現できる場合には、共振器電磁力学が光と物質間の相互作用に強くかかわることになる。これにより、従来の単純なレーザー発振理論に新たな物理を付加することが必要になる。

本稿では、おもな半導体微小共振器とその系における物理を記述する共振器量子電磁力学について簡単に紹介し、ナノレーザーについて述べる。そして、近年筆者らによって報告された単一半導体量子ドット-フォトリック結晶ナノレーザーについて論じる。

## 1. 半導体微小共振器の物理とナノレーザーの特性

### 1.1 微小共振器における物理

微小共振器を用いると、局所的電磁場強度と電磁場状態密度を人工的に制御できるため、電磁場モードと共振器内の物質との相互作用を制御できる。このように人工的に電磁場環境が制御された系における光と物質の相互作用を記述するのが、共振器量子電磁力学とよばれる研究分野である。本分野を代表する現象として、自然放出レートの増強および抑制（パーセル効果）と、物質と共振器電磁場モード間のエネルギーの可逆的な交換（真空ラビ振動）がある（図1）。

最も基本的な構成である、単一共振器モードと単一準位からなる系における相互作用は、Jaynes-Cummings モデルで記述される。本系における物理は、共振器モードの減衰レート  $\kappa$  と電子系の減衰レート  $\Gamma$  および光-物質結合係数  $g$  の3つのパラメーターの大小関係によって、弱結合および強結合領域に分類される。本章で扱う量子ドットナノ共振器系においては、 $\kappa$  は  $\Gamma$  に比べて桁違いに大きいため、 $\kappa$  と  $g$  の大小関係で決まり、 $\kappa > g$  の領域を弱結合領域、 $\kappa < g$  の領域を強結合領域に分類する。強結合領域においては、光子が共振器から出る前に二準位系に放出、再

吸収される過程を繰り返す。これが真空ラビ振動であり、周波数領域では真空ラビ分裂として3.1節で紹介されるような2つのピークとして観測される。1992年に半導体において初めて真空ラビ分裂が観測されて以来<sup>3)</sup>、半導体微小共振器系で共振器量子電磁力学に関する多くの実験がなされており、単一人工原子レーザーにおける現象もこの物理で記述される。誌面の都合上、基礎的な内容については扱わないが、興味のある読者は量子光学の教科書<sup>4)</sup>を参照されたい。

### 1.2 ナノレーザー研究のあゆみ

ナノレーザーが示す特徴的なレーザー特性は、共振器量子電磁力学で記述される物理に立脚する。ナノレーザーの定義は明確にはなく発振波長にもよるが、レーザーモードの体積が  $1 \mu\text{m}^3$  程度よりも小さいレーザーはこの範疇に属するといえよう。本質的なのはその絶対的なサイズではなく、モード体積が閉じ込められる光の波長立方と同程度になることで、光と物質の相互作用の仕方が真空中と大きく異なるという点である。この発光体の自然放出レートの制御は1946年に Purcell によって提唱され<sup>5)</sup>、1983年に単一原子による実験的な報告がなされている<sup>6)</sup>。このパーセル効果を利用すると、自然放出が高効率に共振器モードに結合するため、大幅な低閾値化が可能になる。ナノレーザーを作製するためには、モード体積が閉じ込められる光の波長立方と同程度 ( $\sim \lambda/n$ )<sup>3</sup> であり、高い  $Q$  値をもつナノ共振器を用意する必要があるが、回折や散乱があるため、この2つを両立させるのはそれほど容易ではない。現在、微小モード体積と高い  $Q$  値を両立する構造として、マイクロディスク構造やピラー構造、フォトリック結晶ナノ構造を用いたものが作製されており、それぞれ構造に依存した特徴がある<sup>7)</sup>。さらに、最近では金属で囲んだナノレーザーの実現もされているが、金属を用いる場合には、その高反

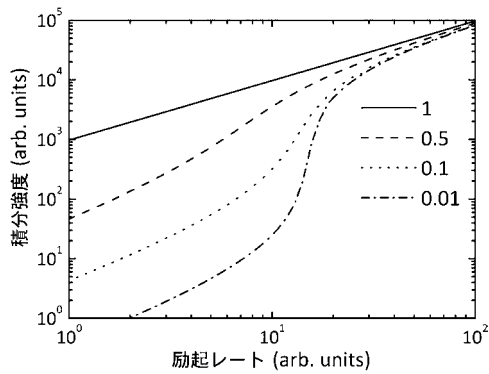


図2 光入出力プロットの自然放出結合係数依存性. 枠内の値は  $\beta$  の値.

射率の活用と損失の回避のバランスが重要になる. 本節では, 微小共振器の中で最もモード体積を小さくできるフォトニック結晶ナノ共振器を中心に述べることにする.

ナノレーザーの実現は, 1990年代の急速な半導体ナノ加工技術の進歩と, 良質な利得媒質を提供する結晶成長技術の進歩によってもたらされた. 構造はおもにスラブ状の二次元構造が用いられている. 1999年に初めて二次元フォトニック結晶ナノ共振器系で量子井戸を利得媒質に用いた低温パルス発振が報告され<sup>8)</sup>, 2006年には量子ドットを利得媒質に用いて応用上重要な室温連続発振も報告されている<sup>9)</sup>. 2004年に電流注入発振に成功した例があるが<sup>10)</sup>, ほとんどは光励起である. また, 一次元および三次元フォトニック結晶ナノ共振器系におけるレーザー発振も報告されている<sup>11,12)</sup>. シリコンフォトニクス用光源としての研究も進められており, シリコン基板上のIII-V族半導体ナノレーザーが実現されるなど<sup>13,14)</sup>, 応用への展開が着実に進み, 産業界の関心が高まっている. マイクロピラー構造を用いた研究も進んできており, 興味のある読者は文献<sup>15)</sup>を参考にされたい.

### 1.3 レーザー特性

ナノレーザーのレーザー特性は, パーセル効果による自然放出レートの変化によって, 従来のレーザーの特性と大きく異なる. 発光体からの全自然放出に対して共振器モードに結合する自然放出の割合を自然放出結合係数  $\beta$  とよび,  $\beta$  の値によって光入出力 (L-L) 特性が大きく異なる. 図2は, フォトニック結晶ナノレーザーに典型的な物理パラメーター値を用いて, 非発光プロセスが無視できる状況で  $\beta$  のみを変化させたときの L-L カーブの計算結果である. 利得や  $Q$  値, 発光, 非発光再結合レートによって振る舞いは変化するが, 特に発光が  $\beta$  の値に大きく影響される発振前での振る舞いが, 大きく異なることがわかる. 自然放出領域では,  $\beta$  が大きいと放出された光子が高い割

合で共振器モードに結合するため, 出力は  $\beta$  に大きく依存する. 一方, 発振後は誘導放出が発光を支配するため,  $\beta$  に大きく依存しなくなる. 通常ファブリー・ペロー型半導体レーザーでは,  $\beta$  の値は  $10^{-5}$  程度の小さい値であるが, フォトニック結晶ナノ共振器レーザーでは閾値付近の変移がゆるやかで, 1に近い値が数多く報告されている. 非発光再結合の影響が無視できる場合,  $\beta$  が1のとき, L-Lカーブは直線となって変曲点は存在せず, 無閾値のようにみえる. そのため  $\beta=1$  のレーザーを無閾値レーザーとよぶが, やはり発振閾値前後で光子統計が異なるので, 閾値がないわけではない. 高い  $\beta$  値を有するレーザーは, 自然放出領域からレーザー発振領域への移行がきわめて緩やかなため, 実験においてはレーザー発振の判定には注意が必要である. その判定には, L-Lカーブの振る舞いと一次のコヒーレンスを反映した線幅や二次のコヒーレンスである光子相関関数の励起強度依存性を合わせたデータから, 多角的にレーザー発振の検証が行われるべきである.

## 2. 単一量子ドットナノ共振器レーザー—弱結合状態—

### 2.1 単一人工原子レーザー実現への取り組み

電磁場環境の人工制御を行うことによって, 人工的な利得媒質の微小極限である単一量子ドットの利得を利用したレーザー発振が可能になる. この単一量子ドットを十分に高い  $Q$  値を有するナノ共振器の中に入れた系を作製し, 励起レートを高くすることで共振器光子数が1を超えてレーザー発振に至る<sup>16)</sup>. その実現に向けた研究が行われてきており, 単一の量子ドットとさまざまな半導体微小共振器の弱結合系でレーザー発振の試みが報告されている<sup>17-19)</sup>. しかし, 単一量子ドット利得のレーザー発振への関与が十分に明らかにされておらず, より明確な単一量子ドットレーザーの実現が待たれていた. われわれは最近, 高い  $Q$  値を有するフォトニック結晶ナノ共振器と高品質の単一量子ドットの結合系を形成することにより, 弱結合と強結合状態の両方の条件下で単一量子ドットレーザーの発振を実現することに成功した. 本節と次節では, それらについて紹介する.

### 2.2 単一量子ドット-フォトニック結晶ナノ共振器結合系の作製

試料は GaAs 基板を用いて分子線エピタキシー法によって作製された. 厚さ 700 nm の  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  犠牲層を成長し, その上に厚さ 160 nm の GaAs スラブ層を成長した. このスラブ層には, 密度が約  $1\sim 4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$  の低密度 InAs 量子ドットが1層埋め込まれている. 共振器と結合する量子ドットのみを寄与をおもに観測できるよう, 共振器の中

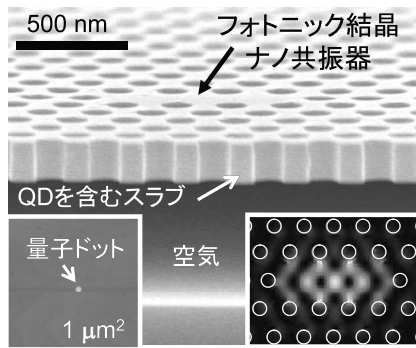


図3 フォトニック結晶ナノ共振器の走査電子顕微鏡像(断面図)と、キャップなし量子ドット試料の原子間力顕微鏡像(左), および最低次モードの電界強度分布(右).

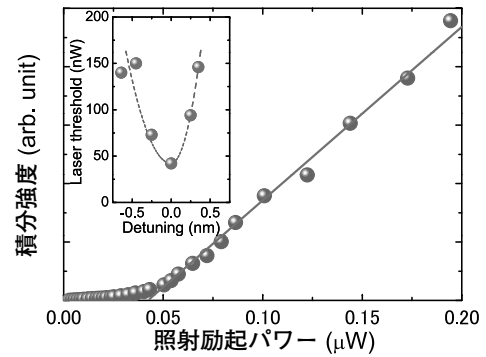


図5  $\Delta\lambda=0$ のときの光入出力プロット, および各離調量における閾値(挿入図).

には平均1個以下の量子ドットしか含まれない密度にした。この密度は、通常の量子ドットレーザーで用いられる密度より2桁以上低い。

フォトニック結晶ナノ構造は、電子線描画およびドライエッチング、ウェットエッチングを用いて作製し、図3に示すようなエアブリッジ型の二次元フォトニック結晶スラブ構造である。円形空孔三角格子を用い、共振器には $\Gamma$ -K方向に3つ、空孔のないL3型とよばれるナノ共振器を用いた<sup>20)</sup>。図3の挿入図に、時間領域差分法により計算した最低次共振器モードの電界強度を示す。設計Q値は約20万で、光子が共振器に強く閉じ込められている様子がわかる。本系では量子ドットと共振器の位置関係はランダムであるため、量子ドットが共振器モードの電界強度が強い部分に位置する系をマッピングによって選定し、実験を行った。

### 2.3 レーザー発振

図4(a)に示すような単一量子ドットナノ共振器系について光学測定を行った。量子ドット励起子発光(X)および共振器モード(C)が明瞭に観測されている。試料の温

度を変化させたとき、バンドギャップの変化による励起子発光の波長変化が屈折率変化による共振器モードの波長の変化よりも大きいことを利用し、温度制御により2つのモードの離調量( $\Delta\lambda$ )を精密に制御できる。図4(b)に、27 Kから45 Kまで温度を変化させたときのフォトルミネセンス(PL)スペクトルを示す。 $\Delta\lambda$ が0に近づくとき、共振器モードのPL強度が著しく増大する。これは、単一量子ドットが共振器モードに弱結合することで、パーセル効果によって量子ドットの発光レートが増大した状態をとらえたものである。

図5は、 $\Delta\lambda=0$ のときの光入出力プロットで、励起パワー50 nW以上で急激に出力が増大し、レーザー発振領域に達している。挿入図はレーザー閾値の $\Delta\lambda$ 依存性で、離調による系の利得の増減を反映し、閾値が変化の様子が観測されている。したがって、本系の大部分の利得が単一量子ドットから供給されていることがわかる。これらの測定に加えて、光子相関測定も行うことで、本系が単一量子ドットを本質的な光子供給源として機能しつつ、レーザー発振領域に達することが確認されている<sup>19)</sup>。

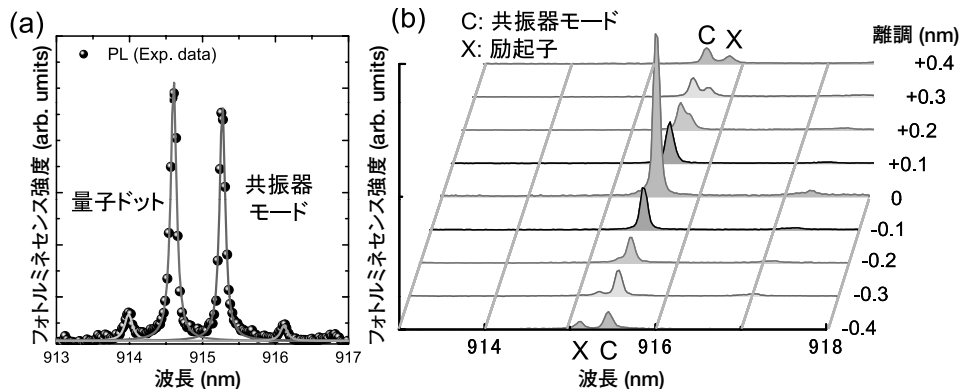


図4 (a) 6KにおけるPLスペクトル(15 nW). (b) 各離調量のときのPLスペクトル(60 nW).

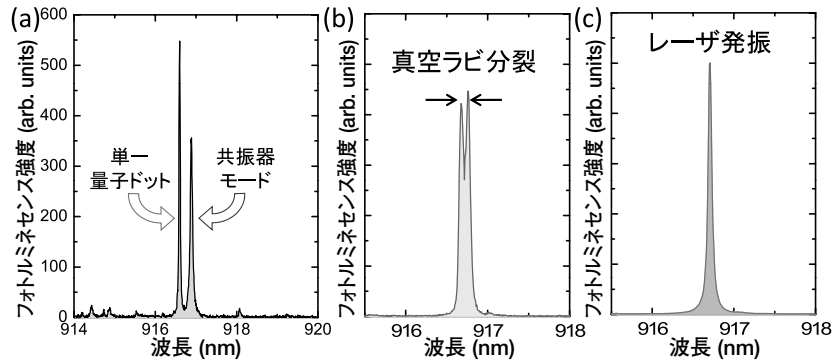


図6 (a)  $\Delta\lambda$  が大きいときの PL スペクトル. (b), (c)  $\Delta\lambda = 0$  で, 弱励起および強励起下での PL スペクトル.

### 3. 単一量子ドットナノ共振器レーザー—強結合状態—

#### 3.1 単一量子ドットナノ共振器における発光スペクトル

前章では, 弱結合状態における単一量子ドットを主たる利得とするレーザー発振について論じた. しかし, 真に単一量子ドットのみがレーザー発振に寄与しているのかどうかを明確にすることは, 容易ではない. 一方, もし強結合状態を保ちつつ発振閾値到達を実現できれば, 単一量子ドットの寄与を保証することができる. その観点から, 強結合状態でのレーザー発振の実現は重要である.

図6 (a) に,  $\Delta\lambda$  が大きいときの PL スペクトルを示す. 短波側が量子ドット, 長波側が共振器モード ( $Q$  値  $\sim 20,000$ ) である. 温度チューニングにより  $\Delta\lambda = 0$  にしたとき, 図6 (b) に示すように, 共振器モードと単一量子ドット励起子発光が重ならず2つのピークを示した. これは, 本系における光-物質相互作用が強いため, 光と励起子が励起子ポラリトンとよばれる新しい固有状態を形成するためである. この分裂は真空ラビ分裂とよばれ, 系の光-物質相互作用が強いほど分裂幅が大きくなる. その結合の強さを示す指標である励起子-共振器モード結合強度  $g$  は約  $70 \mu\text{eV}$  であった. 励起強度が高い場合はレーザー発振し, 図6 (c) に示すように1本のシャープなスペクトルになった.

#### 3.2 強結合領域におけるレーザー発振の実現

図7 (a) と (b) に, PL スペクトルの励起強度依存性と, 2つのポラリトンブランチを Voigt 関数で解析した L-L プロットおよび線幅をそれぞれ示す. 低励起 ( $25 \text{ nW}$ ) ではポラリトンダブレットが明瞭に観測されており, 励起強度を上げるにしたがって単一ピークになる. 図7 (b) の L-L プロットにおいて, 片方のブランチは励起強度の増加とともに非線形な出力の増加とともにレーザー発振に至り, 急激な線幅の狭窄化が観測された. プロットの変曲点で定義される閾値は約  $90 \text{ nW}$  である. ここで特に重要なことは, 図7 (a) に示す閾値における PL スペクトルがいま

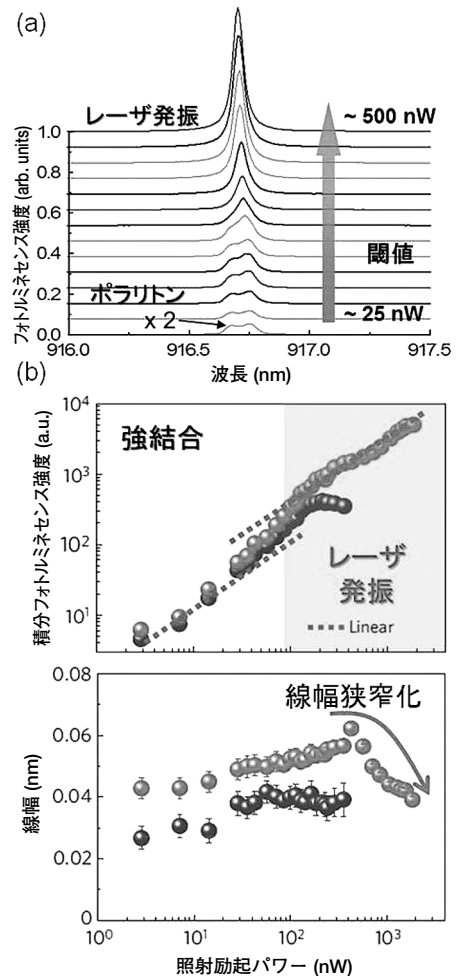


図7 (a) さまざまな励起強度における PL スペクトル. (b) 各ブランチの L-L プロット (上段) と線幅の励起強度依存性 (下段).

だダブレットを形成していることである. ここで物理的な描像を考えてみると, 閾値においては不可逆現象である誘導放出が徐々に始まっているにもかかわらず, 量子が共振器モードと単一量子ドット間でコヒーレントにやりとりがなされる真空ラビ振動が部分的に維持されている状況が実現されていることになる. 無論, 閾値よりも励起強度が十

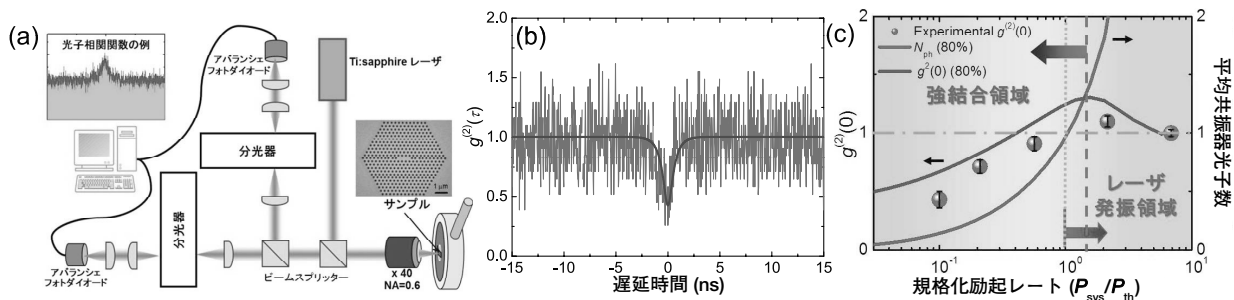


図8 (a) 実験系の概略図. (b) 光子相関関数の例. (c) 実験および計算された  $g^{(2)}(0)$  の値と平均共振器光子数の励起強度依存性.

分に高い場合の完全なレーザー発振状況下では、誘導放出が光子生成過程を支配する。しかし、系の重要なパラメーターである  $g$  や  $\kappa$  次第では、誘導放出が始まっている閾値付近でも真空ラビ振動が部分的に存在することが実験的に示唆されたことは興味深い。

図8 (a) に示す Hanbury-Brown Twiss 型の光子相関測定法を用いると、発光体からどのような物理によって光子が放出されるかを調べることができる。発光体からの光子を2つの行路に分離して、それぞれの行路に入った光子を別々の光検出器で測定する。片方の光検出器が光子を検出したときをスタート、もう一方が検出したときをストップとするように電氣的に設定すると、図8 (b) に示すような光子相関関数をプロットできる。例えば検出系の時間分解能よりも十分に長い時間において、光源から光子が1つずつ放出されているとすると、遅延時間ゼロの値（一般に  $g^{(2)}(0)$  と表記されることが多い）はゼロとなる。本実験では、弱励起下では単一光子発生素子として機能することを示すアンチバンチング特性 ( $g^{(2)}(0) < 1$ ) が観測され、閾値近傍においてはバンチング特性 ( $g^{(2)}(0) > 1$ ) が観測され、強励起下では  $g^{(2)}(0) \sim 1$  となり、レーザー発振領域に到達したことを示している。

計算機シミュレーションから、これらの実験データについて物理的な考察を行った。量子マスター方程式を用いて、さまざまな励起強度における PL スペクトル、平均共振器光子数および  $g^{(2)}(0)$  を求めることができる。閾値における単一量子ドットからの光子供給を80%としたとき、 $g^{(2)}(0)$  の励起強度依存性はこれらの実験的な  $g^{(2)}(0)$  の振る舞いをよく再現した。また、計算によって求めた閾値および強結合限界励起レートはおおの590 GHzと800 GHzであり、計算からも閾値において強結合状態が部分的に維持していることが示唆されており、図8 (c) に示す閾値を示す点線と強結合限界を示す破線の間の励起領域では、可逆過程である真空ラビ振動と不可逆過程である誘導放出が共存していると考えられる。

以上、2003年にトラップ原子を用いて実現された強結合領域におけるレーザー発振<sup>21)</sup>は、2010年になって単一人工原子（すなわち単一量子ドット）と高Q値フォトリック結晶ナノ共振器において達成された<sup>22)</sup>。この実験結果は、単一量子ドットレーザーの実現問題に一定の決着をもたらしたといえよう。

単一人工原子レーザーは、その系自体が興味深い学術的研究対象であるだけでなく、極限的ナノレーザーとしての魅力的な特性から、将来さまざまな光源に用いられることが期待できる。しかし、その特性を生かすためには克服すべきいくつかの課題がある。例えば、共振器内の所望の位置に量子ドットを配置する技術が重要であるため技術開発が進んでいる<sup>23)</sup>が、加工した基板を用いた位置制御方式では、量子ドット周辺のキャリアトラップへのキャリアの出入りに起因するスペクトル拡散による量子ドットの線幅の増大や、非発光再結合が発光効率の低下をもたらすなどの課題があり、いまだ十分ではない。しかし、さらなる結晶性の向上や励起法の工夫によって解決されると期待でき、応用にむけた非常に有望な技術といえる。

ナノ共振器を舞台にした単一人工原子による固体中の量子電磁力学の基礎研究は、この10年で急速に展開されてきた。今後は、この量子電磁力学を完全に制御し、究極のナノレーザーの魅力的な特性を生かすとともに、共振器ポラリトンレーザーを含む、新たなコヒーレント光発生素子などへの展開を期待したい。1990年代では理論的对象にとどまっていた単一発光体レーザーが、固体中の単一人工原子レーザーとして実現されたことは、長年このレーザーの実現を夢見てきた筆者にとって感慨深いものがある。今後、科学としての固体の量子電磁力学の深化と、応用に向けたさらなる進展を期待したい。

本稿で紹介した研究は、文部科学省科学技術振興調整費により遂行されたものであり、共同研究者である熊谷直人氏、太田泰友氏に感謝する。

## 文 献

- 1) H. Kroemer: "A proposed class of heterojunction injection lasers," *Proc. IEEE*, **51** (1963) 1782-1783.
- 2) Y. Arakawa and H. Sakaki: "Multidimensional quantum well lasers and temperature dependence of its threshold current," *Appl. Phys. Lett.*, **40** (1982) 939-941.
- 3) C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa and Y. Arakawa: "Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity," *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 3314-3317.
- 4) 例えば, 松岡正浩, 江馬一弘, 平野琢也, 岩本 敏 (監): 基礎からの量子光学 (オプトロニクス社, 2009).
- 5) E. M. Purcell: "Spontaneous emission probabilities at radio frequencies," *Phys. Rev.*, **69** (1946) 681.
- 6) P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross and S. Haroche: "Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission," *Phys. Rev. Lett.*, **50** (1983) 1903-1906.
- 7) G. Khitrova, H. M. Gibbs, M. Kira, S. W. Koch and A. Scherer: "Vacuum Rabi splitting in semiconductor," *Nat. Phys.*, **2** (2006) 81-90.
- 8) O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien and P. D. Dapkus: "Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser," *Science*, **284** (1999) 1819-1821.
- 9) M. Nomura, S. Iwamoto, K. Watanabe, N. Kumagai, Y. Nakata, S. Ishida and Y. Arakawa: "Room temperature continuous-wave lasing in photonic crystal nanocavity," *Opt. Express*, **14** (2006) 6308-6315.
- 10) H.-G. Park, S.-H. Kim, S.-H. Kwon, Y.-G. Ju, J.-K. Yang, J.-H. Baek, S.-B. Kim and Y.-H. Lee: "Electrically driven single-cell photonic crystal laser," *Science*, **305** (2004) 1444-1447.
- 11) Y. Gong, B. Ellis, G. Shambat, T. Sarmiento, J. S. Harris and J. Vuckovic: "Nanobeam photonic crystal quantum dot laser," *Opt. Express*, **18** (2010) 8781-8789.
- 12) A. Tandaechanurat, S. Ishida, D. Guimard, M. Nomura, S. Iwamoto and Y. Arakawa: "Lasing oscillation in a three-dimensional photonic crystal nanocavity with a complete bandgap," *Nat. Photonics*, **5** (2011) 91-94.
- 13) B. Ben Bakir, Ch. Seassal, X. Letartre, Ph. Regreny, M. Gendry, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio and J. M. Fedeli: "Room temperature continuous wave operation in a photonic crystal microcavity laser with a single layer of InAs/InP self-assembled quantum wires," *Opt. Express*, **14** (2006) 9269-9276.
- 14) K. Tanabe, M. Nomura, D. Guimard, S. Iwamoto and Y. Arakawa: "Room temperature continuous wave operation of InAs/GaAs quantum dot photonic crystal nanocavity laser on silicon substrate," *Opt. Express*, **17** (2009) 7036-7042.
- 15) S. Reitzenstein and A. Forchel: "Quantum dot micropillars," *J. Phys. D*, **43** (2010) 033001.
- 16) G. Bjork, A. Karlsson and Y. Yamamoto: "Definition of a laser threshold," *Phys. Rev. A*, **50** (1994) 1675-1680.
- 17) Z. G. Xie, S. Gotzinger, W. Fang, H. Cao and G. S. Solomon: "Influence of a single quantum dot state on the characteristics of a microdisk laser," *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 117401.
- 18) S. Reitzenstein, C. Bockler, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, M. Kamp, V. D. Kulakovskii and A. Forchel: "Single quantum dot controlled lasing effects in high-Q micropillar cavities," *Opt. Express*, **16** (2008) 4848-4857.
- 19) M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Ota and Y. Arakawa: "Photonic crystal nanocavity laser with a single quantum dot gain," *Opt. Express*, **17** (2009) 15975-15982.
- 20) Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song and S. Noda: "Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity," *Opt. Express*, **13** (2005) 1202-1214.
- 21) J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, J. R. Buck and H. J. Kimble: "Experimental realization of a one-atom laser in the regime of strong coupling," *Nature*, **425** (2003) 268-271.
- 22) M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Ota and Y. Arakawa: "Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot-nanocavity system," *Nat. Phys.*, **6** (2010) 279-283.
- 23) K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atature, S. Gulde, S. Falt, E. L. Hu and A. Imamoglu: "Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system," *Nature*, **445** (2007) 896-899.

(2011年5月13日受理)