FDTD法のフォトニック結晶研究への応用

岩本 敏, 荒川 泰彦

東京大学 先端科学技術研究センター (〒153-8505 東京都目黒区駒場4-6-1)

Applications of FDTD Analyses to Photonic Crystal Studies

Satoshi IWAMOTO and Yasuhiko ARAKAWA

Institute of Industrial Science, The University of Tokyo, 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8905

(Received May 26, 2008)

Photonic crystals, which are artificial optical materials consisting of periodic dielectric modulations, enable one to control lightwave in nanostructures. Optical waveguide with sharp bending and high- Q nanocavity are now available. Because of their complicated structure and high index contrast, numerical design or simulation are necessary and play crucial roles in the researches using photonic crystals. In this review, we describe how to apply FDTD method for designing photonic crystal nanocavities and show examples from our experimental researches where FDTD simulation plays important roles. Finally, we will briefly introduce frequency-dependent FDTD method for analyzing photonic crystals with quantum dots as gain media.

Key Words: Photonic crystal, Nanocavity, Quality factor, FDTD

1. はじめに

フォトニック結晶¹⁾とは、屈折率(誘電率)が光の波長程度の周期で変調された人工光学材料である。結晶中で電子が周期的なポテンシャルの変調を受けてバンド構造を形成するのと同様に、フォトニック結晶中では光が屈折率の周期的変調により光のバンド構造が形成される。また、結晶における不純物や格子欠陥などの周期構造の乱れ、さらに量子井戸や量子ドットなどの量子ナノ構造により電子の局在状態が形成されるのと同様に、フォトニック結晶中に意図的に欠陥構造やヘテロ接合²⁾を導入することで光を波長程度のきわめて小さい領域に閉じ込めることが可能となる。フォトニック結晶はその発見^{3,4)}以来、これらの特徴を利用した小型光集積回路や超高効率小型光源などの実現を目指して、盛んに研究が進められてきた。現在では、低損失で急峻曲げが可能な光導波路⁵⁾や200万に達するような高い Q 値を有するナノ共振器⁶⁾、極低しきい値ナノレーザー⁷⁾などが実現されている。また近年では、高い Q 値と小さいモード体積をあわせもつフォトニック結晶ナノ共振器中の光子と半導体量子ドット励起子に関する固体共振器量子電気力学の基礎とその応用に向けた研究⁸⁻¹¹⁾が世界中で広く行われている。これらの研究開発を支えているのは、近年の微細加工技術の発展に

よるものである。

一方、理論的側面からその特性を明らかにし、新現象を発見しようとする研究も盛んに進められている。これら理論的研究において中心的役割を果たしている数値解析技術の柱が、平面波展開法¹²⁾と有限差分時間領域法(Finite-Difference Time-Domain Method, FDTD法)¹³⁾である。平面波展開法とは、電磁界モードと屈折率の空間分布のフーリエ展開を用いてマクスウェル方程式を固有値問題に帰着させ、固有周波数と固有モード分布を求める方法である。この手法は、周期性を持つ構造にはうまく適用できるため、フォトニックバンド構造の計算に利用される。しかしながら、2次元フォトニック結晶の欠陥共振器の解析など、周期性の欠如した構造に適用する場合にはいくらか注意が必要である¹¹⁾。一方、FDTD法は本小特集号で述べられているとおり、対象とする構造(空間)を差分化しマクスウェル方程式を用いて、その各点における電磁場の時間発展を第一原理的に解くものであり、周期性の有無に係らず任意の構造に適用可能である。また平面波展開では計算が不可能な共振器の Q 値や、非線形現象の解析も可能である。現在では、これらの数値計算手法は、フォトニック結晶設計に不可欠な技術となっており、実験屋でも十分に使いこなせる必要がある。

¹¹⁾ 欠陥共振器を含む数周期分の構造を1周期とみなして解析することができる(スーパーセル法)が、ダミーモードが求まることもあるので注意が必要である。

本稿では、FDTD法を用いてフォトニック結晶(特に共振器構造)を設計することを念頭に、必要となる知識を紹介する。最近では市販のシミュレーションソフトが利用できるようになっているが、本稿では、我々がFDTDコードを自作し研究に利用してきた経験をもとにフォトニック結晶のFDTD解析のポイントについて述べる。またその適用例を示すとともに、ゲイン媒質を有する構造の解析への応用についても触れる。本稿ではスペースの関係で、フォトニック結晶自体に関しては詳しく触れることが出来なかった。興味を持たれた方は是非文献1)などを参照していただきたい。

2. FDTD法を用いたフォトニック結晶の設計 ～ナノ共振器の設計を例に～

フォトニック結晶の設計においても、Yeeメッシュ¹⁴⁾とPML(Perfectly Matched Layer)¹⁵⁾などの吸収境界条件を用いた標準的FDTD法が基本となる。しかし、実際の3次元構造の解析においては、必要なメモリや計算時間が膨大となるため、効率的な設計を進めるには様々な工夫が必要である。本節では、フォトニック結晶ナノ共振器の設計を例に、解析の流れと考慮すべき点を述べる。

2.1 モデルと解析領域の設定

ここではモデルとして周期的な空気円孔を有する半導体薄板からなるエアブリッジ型フォトニック結晶スラブ中のナノ共振器(Fig. 1 (a))を考えよう。以下、フォトニック結晶の周期を a と表す。また光の周波数は、慣例に従って規格化周波数 $\omega a/2\pi c$ (ω は光の周波数、 c は光速)で表す。この共振器構造は三角格子フォトニック結晶の円孔を3つ埋めた構造をしておりL3共振器¹⁶⁾として、フォトニック結晶共振器の研究で広く用いられている。エアブリッジ型フォトニック結晶スラブ構造では、スラブ中心面において電場の垂直成分(z 成分)がゼロとなるTE-likeモードにおいてフォトニックバンドギャップが存在する。Fig. 1 (b)には平面波展開法で求めたバンド構造を示す。この例は、屈折率は3.5、空気孔の半径 $r = 0.37a$ 、スラブ厚 $d = 0.6a$ のものであり、規格化周波数0.28~0.42の網

掛け部分がTE-likeモードに対するフォトニックバンドギャップである。共振器モードはこの周波数領域に形成され、光閉じ込めは、面内についてはこのフォトニックバンドギャップにより、面垂直方向については空気半導体界面の全反射により実現される。図中の破線はライトラインで、これより高い周波数については全反射条件が満たされず、面外に放射される。

この共振器の特性をFDTD法で解析する場合には、解析領域として最も単純にはFig. 1 (a)のような六面を吸収境界条件で囲まれた直方体を設定できる。境界面の影響を避けるために、図のように共振器は境界面から十分離れた位置におかれている必要がある。計算精度を保つため、 a は典型的には20ピクセル程度に分割される。したがって、その解析領域は数百セル×数百セル×数百セル程度となり、膨大な計算機リソースが必要となり効率が良いとはいえない。設計の効率化を進めるための重要なポイントのひとつが、考えている構造や電磁場モードの対称性を考慮した解析領域の設定である。いま考えているエアブリッジ型2次元フォトニック結晶スラブでは、その対称性から、 $z=0$ 面での電磁場に対する境界条件を(反)対称境界条件に変更することで、スラブ中心面の片側($z>0$ の領域)のみを解析領域とすれば十分である。また特定の面内対称性を有する共振器モードを解析しようとする場合には、その対称性を考慮することによりさらに解析領域を削減できる。例えば、 $x=0$ 面について(反)対称のモードを解析対象とする場合には、解析領域をさらに1/2とでき、メモリと計算時間を節約できる。

2.2 系の励振とスペクトル情報の抽出

まず、多くの周波数成分を含んだ短パルスにより系を励振し、それに対する系の応答から共鳴モードを見つける必要がある。これにより、2.1で設定した対称性などの条件に対応した固有モードを広い周波数範囲にわたって一度の計算で調べることが出来る。この際、励振位置として、対称性の低い位置に設定する必要がある。これは、励振位置がたまたま節の位置に対応するようなモードが検出できなくなることを避けるためである。逆にいえば、対称性の高い位置に励振源をおくことで、特定の

Fig. 1 (a) Schematic illustration of a nanocavity formed in an air-bridged photonic crystal slab. (b) Photonic band diagram obtained by using the plane wave expansion method. The parameters used in the calculation are $n = 3.5$, $r/a = 0.37$, and $d/a = 0.6$.

対称性を有するモードのみを見つけることが出来る．また系の適当な位置に検出器を設定し，その点における電磁場の時間発展を記録する．この際も，一般には対称性の低い位置に設定することは重要である．Fig. 2 (a)はFig. 1 (a)の構造について，広帯域パルスで励振した場合の共振器内のある場所における電場(E_y 成分)の時間発展の例である．励振パルスは1000ステップ以内の短時間で終了している．この時間系列信号を(高速)フーリエ変換することで，周波数領域に変換したものがFig. 2 (b)である．フォトリックバンドギャップ中のピークが共振器の共鳴周波数である．

Q 値は共振器内にどれだけ長い時間光を閉じ込めることが出来るかを示す量で，共振器の最も重要な特性のひとつであり，式(1)で定義される．

$$Q = \omega_0 \tau = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (1)$$

ここで， ω_0 は共振器の共鳴周波数， ω は共振器の光子寿命， $\Delta\omega$ は共振スペクトルの半値全幅である．しかし，フォトリック結晶ナノ共振器などのように非常に高い Q 値を持つ共振器の Q 値を，Fig. 2 (b)におけるスペクトル半値全幅から見積もることは非現実的である．フーリエ変換の性質から，周波数分解能はFDTDの時間ステップ総数の逆数で決まっており，高い周波数分解能を実現するには，より長時間のFDTD計算が必要になるためである．そのため， Q 値解析には一般には次節で述べる手法が用いられる．なお，興味の対象が狭い周波数範囲に限られている場合には，離散フーリエ変換を施しながらFDTD計算を進めることでより効率的に共鳴周波数情報を得ることが出来る¹⁷⁾．また，Pade近似¹⁸⁾やフィルタ対角化法¹⁹⁾を用いることで，より短い時間領域のデータから高い周波数分解能で情報を得るなどといった工夫も行われている．

2.3 共振器特性の評価

共振器中に発光体がある場合，その自然放出レートは自由空間中のレートに比べて増強され(パーセル効果)²⁰⁾，その増強度はパーセル係数 F_p で与えられる．

$$F_p = \frac{3Q}{4\pi^2 V} \left(\frac{\lambda}{n} \right)^3 \quad (2)$$

ここで， λ は共振モード波長， n は共振器を構成する物質の屈折率である． V はモード体積と呼ばれる電磁場エネルギー分布の広がりを表す量であり，次式²¹⁾で表される．

$$V = \frac{\int \epsilon(r) |E(r)|^2 dV}{\max(\epsilon(r) |E(r)|^2)} \quad (3)$$

ここで $\epsilon(r)$ は誘電率， $E(r)$ は電場(ベクトル)であり，積分範囲は全空間(全解析領域)である．高い Q 値と小さい V を併せ持つフォトリック結晶ナノ共振器では大きなパーセル効果が期待できる．これが高効率小型光源への応用が期待される理由のひとつである．従って，フォトリック結晶ナノ共振器の設計では， Q 値とモード体積 V を評価することが重要となる．また，これらの指標は非線形光学効果の増強やフィルタとしての応用においても重要なものである．

Q や V を求めるには，2.2で求めた共振モードのうち，注目するひとつのモードだけを励振するような狭帯域パルス(時間的には長いパルス)で系を励振し，励起パルス終了後の系の状態を観察する． V については式(3)の量を単純に計算することにより求まるので，ここでは Q 値の評価について詳しく述べる． Q 値は，式(1)で表されるほかに共振器内の電磁場エネルギー U の時間変化から求められる．共振器内のエネルギーの減衰定数(光子寿命 τ から，式(1)を用いて Q 値が求められる．Fig. 2 (b)におけるモードAおよびBについて， U の時間変化をFig. 3に示す．モードAではモードBに比べて，共振器内に長時間エネルギーが蓄積されており Q 値が高いことが分かる．この例では，モードAおよびBの Q 値はそれぞれ20,400，1,120である．

フォトリックバンドギャップ内に形成された共振モードの場合，面内への光の漏れはナノ共振器を囲むフォトリック結晶の周期数を増加させることで指数関数的に減少させることができるため，共振器の持つ本質的な Q 値はスラブ面外へ光の漏れで決定される．従って，共振器からの光の漏れをスラブ面内への漏れと面外への漏れを切り分け，面外への漏れで決定される Q 値を見積もることが

Fig. 2 (a) Temporal evolution of an electric field component (E_y) after a short pulse excitation. (b) Frequency response to the excitation. Frequencies of peaks within the photonic bandgap (PBG) correspond to cavity mode frequencies.

Fig. 3 Stored energy inside a cavity as a function of time for two difference cavity modes A and B in Fig. 2 (b). Slower energy decay for mode A indicates higher Q factor for mode A than that for B.

しばしば重要となる。 Q 値が共振器内に蓄えられたエネルギー U と共振器から流出するパワー P の比から決定されることを利用して、次式のように面外への漏れで決定される Q 値 $Q_{\perp}$ を見積もることが出来る²²⁾。

$$\frac{1}{Q_{\text{total}}} = \frac{P}{\omega_0 U} = \frac{P_{\parallel}}{\omega_0 U} + \frac{P_{\perp}}{\omega_0 U} = \frac{1}{Q_{\parallel}} + \frac{1}{Q_{\perp}} \quad (4)$$

ここで、 Q_{total} は先に求めた全体の Q 値で全ての方向への光の漏れで決定される。また、 $P_{\parallel}$ 、 $P_{\perp}$ はスラブ面内、面外への流出パワーで P はその和である。実際には Fig. 1 (a) のようにスラブに沿って流出するパワーと面外に放射されるパワーを、FDTD 計算で求める。 Fig. 2 (b) のモード A の場合には、 Q_{total} 、 $Q_{\parallel}$ 、 $Q_{\perp}$ はそれぞれ 20,400、 7.85×10^5 、 21,000 となり、このデザインでは Q 値の上限が 21,000 であることが分かる。また、式 (4) に基づく Q 値の計算法は、減衰から見積もる方法と比べて、 Q 値が高い場合でも精度が保てるという利点がある。

共振モードの電磁場分布も、共振器からの放射パターンや偏光に関する重要な情報を与えてくれる。モード分布を得るには、励起パルス終了後のある時点で電磁場分布を記録すればよい。 Fig. 4 は L3 共振器の最低次モードについて、スラブの中心面におけるその電場成分 (E_x および E_y) の分布を求めた例である。この例では、 E_x は x 軸および y 軸について反対称な分布となっている一方、 E_y については対称となっている。このことから共振器から放射される光はおもに y 方向に偏光していることが予想される。また電磁場分布を 2 次元フーリエ変換することで、放射パターンや面外への漏れ量を知ることが出来る²³⁾。

これらの共振モードの特性を得るには、目的とするモードを効率よく励起することが重要である。モードの対称性が分かっている (予想されている) 場合には、複数の励起光源を用いて効率的な励振が可能である。例えば、 Fig. 4 のような x 軸に対して E_y が対称な分布を持つモードであれば、 $(\pm x_0, 0)$ に同位相の E_y 励起源を設定することで、安定したモード励振が可能になる。この手法は、対称性の異なるモードが近い周波数を持っている場合に、

Fig. 4 Electric field distributions for the fundamental cavity mode of a L3 nanocavity measured at the center of the photonic crystal slab.

一方のモードを安定に励起するためにも利用できる。

ナノ共振器の解析を例に、フォトニック結晶における FDTD 解析の実際と留意点について述べてきた。効率的な解析を進めるためのテクニックは、ここに記載した以外にも数多く存在する。どのような解析を行うかに応じて、効率化できる工夫はないか常に考慮しながら進めることが重要である。以下では我々の研究例を挙げながら、FDTD 解析の実験への応用を示すと同時に、アクティブ媒質を含むフォトニック結晶解析の例を示す。

3. FDTD 解析の実験への応用

FDTD 法は、さまざまな共振器構造に対して、モードの情報を与えてくれる。そのため実験を進める上での設計、解析ばかりでなく、新しい構造、物理を発見するのにも非常に有用である。ここでは我々の研究から FDTD 解析の実験への応用例を紹介する。

3.1 共鳴周波数・偏光状態からのモード同定

フォトニック結晶ナノ共振器では、大きなパーセル効果による発光効率の増大、高い取り出し効率や、共振器モードが特定の放射パターンを有することに起因した光学系への結合効率の向上が期待できる。これらの特徴を活かし、量子ドットをナノ共振器に導入することで、低しきい値レーザーや高効率単一光子光源に関する研究が進められてきた。我々は、シリコンフォトニクス技術への応用を目指して、ナノ共振器を用いたシリコンの発光増強に取り組んでいる²⁴⁾。実験結果の解析には、得られた発光ピークが共振器のどのモードに対応しているかを知ることが重要である。 Fig. 5 は SOI (Silicon-On-Insulator) 基板上に作製したエアブリッジ型フォトニック結晶ナノ共振器からの発光スペクトルとその偏光特性である。この場合の発光体はシリコンそのものである。 Fig. 5 には、対応する構造について FDTD 法により計算した共鳴周波数の位置も示している。両者が非常に良い一致を示していることがわかる。また、前節で紹介したように FDTD 法で求めたモード分布の対称性から共振器からの発光の偏光特性を得ることが出来る。これも実験と非常に良い一致を示している。

3.2 2次元フォトニック結晶スラブにおけるナノ共振器 Q 値のスラブ厚依存性

次に、FDTD 法で新たに予測された特性を実験的に検証

Fig. 5 Comparison of cavity mode wavelengths and polarization states between experimental and numerical results. Solid curves show room-temperature μ -PL spectra from silicon with a L3-type nanocavity. Solid circles and "x" or "y" above circles show cavity resonant wavelengths and their dominant polarization states obtained from FDTD calculations, respectively. Inset shows a scanning electron microscopy (SEM) image of a cavity fabricated in the experiment. The direction of polarization is defined as shown in the inset.

した例を示す。我々は量子ドットを埋め込んだエアブリッジ型2次元フォトニック結晶スラブナノ共振器を利用した様々な実験に取り組んでいる。このタイプの共振器では、空気円孔のサイズや位置をナノメートルオーダーで精密に制御することで Q 値を向上させることが出来ることは知られている^{25,26}。これらの実現には、高度に制御されたナノ加工技術が要求される。一方、スラブ膜厚は半導体エピタキシャル成長により決定されており、比較的容易にナノメートルオーダーの制御が実現できる。この点に注目し、Fig. 6挿入図に示すようなH1型共振器と呼ば

Fig. 6 Slab thickness dependence of cavity Q for H1 nanocavity. Solid circles and solid squares show Q factors in FDTD calculations and in experiments, respectively. Inset shows an SEM image of H1 nanoavity fabricated in a GaAs thin plate.

れる構造を対象にフォトニック結晶ナノ共振器のスラブ厚依存性をFDTD法で調べた²⁷。一般に、スラブ厚は導波路としてシングルモード条件が満たされていることが重要とされている。これは、マルチモード化するとフォトニックバンドギャップが閉じてしまうため強い面内閉じ込めが達成されないためである。Fig. 6には我々の数値計算結果を示す。スラブが厚くなるにつれて面内の閉じ込めが弱くなり Q 値が大きく低下する。バンドギャップが閉じた後、さらにスラブ厚を増していくとある値で、 Q 値が大きく増大することが分かる。これは直感に反する結果である。これを検証するために、実験で対応する構造を作製し Q 値を評価した。Fig. 6に示すとおり Q 値の絶対値は作製誤差のため計算値とのずれが生じているものの、厚みの変化に対する依存性は計算を良く再現していることが分かる。このようにフォトニックバンドギャップがないにも係らず強い面内閉じ込めが実現されている理由は、共振器モードと高次導波モードの結合が弱くなっているためであると考えられる。FDTDの結果を用いてモードの重なりを計算すると、確かに Q 値が高い厚みでは、共振器モードと高次モードの重なりが小さくなっていることを確認できる。このように、FDTD計算によりこれまでにない知見が得られ、それが実験で検証できるというのは大変面白い。

4. アクティブフォトニック結晶の解析

これまではロスやゲインのない線形な媒質からなるフォトニック結晶の解析について述べてきた。一方、フォトニック結晶における非線形光学効果や、誘電率の周波数依存性を無視できない系を解析したい場合も多い。ここでは、誘電率がローレンツ型分散を有する微粒子として量子ドットを考え、フォトニック結晶量子ドットレーザの解析を行った例²⁸を紹介する。物質を量子力学的に扱う半古典的計算法^{29,30}も知られているが、ここでは物質も電磁場も古典的に扱うRC(Recursive Convolution)法を用いた。一般のFDTD法ではひとつ前の時間ステップでの電磁界のみ記録しておけばよかったが、この場合には、さらにもう一つ前の時間ステップの電磁界および畳み込み和と呼ばれる計算補助量も記録しておく必要がある。ローレンツ型分散をはじめ、様々な周波数依存性に応じた定式化が知られている。非線形分極を取り込んだFDTD解析については、文献を参照いただきたい¹³。

モデルとして、まず量子ドットを半導体中に分散させた。個々のドットの複素誘電率 $\epsilon_{QDi}(\omega)$ を式(5)で表し、個々の量子ドットの発光波長のばらつきは、式(6)で表されるガウス型分布 $F(\omega_{0i})$ に従うとした。

$$\epsilon_{QDi}(\omega) = \epsilon_b + \frac{\omega_{0i}^2 S_i \Gamma_z}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 + i\omega\gamma_{hom}^i} \quad (5)$$

$$F(\omega_{0i}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\gamma_{inhom}} \exp\left(\frac{-(\omega_{0i} - \omega_c)^2}{2\gamma_{inhom}^2}\right) \quad (6)$$

ここで、 ϵ_b は背景材料(GaAs)の誘電率、 ω_{0i} 、 γ_{inhom}^i は個々

Fig. 7 (a) Calculation model for photonic crystal laser using quantum dots as gain media. (b) photonic band diagram for the structure in (a). (c) Output intensity as a function of time for various quantum dot densities. Above the density of $8.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, the output power exponentially grows as a function of time. This indicates that QD gain exceeds other losses and the system starts to lase.

のドットの遷移周波数および均一幅、 S_i は振動子強度を含むパラメータである。解析は簡単のため2D計算で行った。そのため、ドット層とモードの重なりを係数 Γ_z で考慮した。また、 ω_c はドットの遷移周波数の不均一分布の中心周波数で、不均一幅は γ_{inhom} である。各パラメータは波長1.3 μmで発光するInAs量子ドットの典型的な値を用いた。その後、GaAs中に空気孔を形成した三角格子型フォトニック結晶を導入した(Fig. 7 (a))。GaAsには10 cm⁻¹に相当する吸収損失を含めた。フォトニック結晶のバンド図をFig. 7 (b)に示す。フォトニック結晶のバンド端では光の群速度が低下し、多次元分布帰還型のレーザー発振が可能である。我々はバンド端Aに注目し、量子ドットを活性媒質としたフォトニック結晶DFBレーザーのしきい値特性の評価を行った。

フォトニック結晶の一端から平面波状広帯域パルスを入射し、反対側での出力の時間変化をモニターする。量子ドットが吸収媒体として働いている場合や、利得が不十分な場合には、出力は0に収束するが、量子ドットの密度が増して利得が大きくなると、時間とともに出力が増大する様子が分かる(Fig. 7 (c))。出力が時間とともに変化しない点が発振しきい値であると考えてよい。この場合には、発振に必要なしきい値密度は $8.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ と見積もれる。現在の成長技術を用いればこの密度は単層の量子ドットで十分達成可能である。このしきい値密度は電流換算で10 μA程度と小さいものとなることが予測できる。これは量子ドットを利得媒質として用いることによ

る高利得化と体積効果さらにフォトニックバンド端による低群速度効果が関与した結果である。

また、実験では難しい量子ドットに位置制御の効果も、FDTD解析では簡単に検証することが出来る。電磁場モード分布の節にある量子ドットは光と相互作用しないため発振には寄与しない。量子ドットの位置をモードの腹の位置のみに配置することによる発振しきい値をさらに低減できる可能性があることをFDTD解析を用いて示すことが出来る³¹⁾。

なお、ここではフォトニックバンド端を使ったDFB型レーザーの2次元解析の例を示したが、3次元への拡張、ナノ共振器レーザーへの応用も可能である。

5. まとめ

本稿ではFDTD法を用いたナノ共振器の設計を例にしながら、フォトニック結晶分野でのFDTD利用の実際を紹介するとともに、実験との比較を紹介し、FDTD法がフォトニック結晶研究において有用かつ不可欠なツールとなっていることを示した。また、量子ドットを活性層としたフォトニック結晶レーザーの解析への応用例を示した。これからFDTD法を用いてフォトニックナノ構造の解析や実験を始めようという方にわずかでも参考になればと期待する。スペースの関係で本稿では十分扱えなかった事項も多い。これらについては文献を参考にさせていただきたい。

FDTD法は第一原理的な電磁場解析法であり、どんな構造でも対応可能である。そのため高性能コンピュータが比較的簡単に利用できるようになった現在では闇雲に計算を走らせるだけという症状に陥りがちである。コーディングが間違っていない限りは何らかの結果が必ず得られる。その結果が意味するところを良く考える必要がある。また、考えている問題を如何に効率よく解析するかということを常に頭に置きながら進めることが重要であろう。場合によっては、FDTD法以外の解析法を用いる、または組み合わせの方がはるかに効率的で物理現象が分かりやすい場合も少なくないということを忘れてはならない。

謝 辞

本稿で紹介した研究結果は、科学技術振興調整費、科学技術研究補助金、日本板硝子研究助成金などの下で得られたものである。

参考文献

- 1) J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn: *Photonic Crystals* (Princeton University Press, Princeton, 1995).
- 2) B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane: *Nature Mater.* **4** (2005) 207.
- 3) E. Yablonovitch: *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2059.
- 4) S. John: *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2486.
- 5) 関連の報告は非常に多い。例えば、L. H. Frandsen, A. Harpoth, P. I. Borel, M. Kristensen, J. S. Jensen, and O. Sigmund: *Opt. Express* **12** (2004) 5916.
- 6) Y. Takahashi, H. Hagino, Y. Tanaka, B. S. Song, T. Asano, and S. Noda: *Opt. Express* **15** (2007) 17206.
- 7) M. Nomura, S. Iwamoto, N. Kumagai, and Y. Arakawa: *Phys. Rev. B* **75** (2007) 195313.
- 8) T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe: *Nature* **432** (2004) 200.
- 9) I. Fushman, D. Englund, A. Faraon, N. Stoltz, P. Petroff, and J. Vuckovic: *Science* **320** (2008) 769.
- 10) A. Badolato, K. Hennessy, M. Atature, J. Dreiser, E. Hu, P. M. Petroff, and A. Imamoglu: *Science* **308** (2005) 1158.
- 11) K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atature, S. Gulde, S. Falt, E. L. Hu, and A. Imamoglu: *Nature* **445** (2007) 896.
- 12) K. Sakoda: *Optical Properties of Photonic Crystals* (Springer, Berlin, 2001) Chap 2.
- 13) A. Taflov and S. C. Hagness: *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, 3rd Edition* (Artech House, Norwood, 2005).
- 14) K. S. Yee: *IEEE Trans. Antennas Propag.* AP-14 (1966) 302.
- 15) J. P. Berenger: *J. Comput. Phys.* **114** (1994) 185.
- 16) Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, and S. Noda: *Appl. Phys. Lett.* **82** (2003) 1341.
- 17) C. M. Furse and O. P. Gandhi: *IEEE Microwave Guided Wave Lett.* **5** (1995) 326.
- 18) S. Dey and R. Mittra: *IEEE Microwave Guided Wave Lett.* **8** (1998) 415.
- 19) V. A. Mandelshtam and H. S. Taylor: *J. Chem. Phys.* **107** (1997) 6756.
- 20) E. M. Purcell: *Phys. Rev.* **69** (1946) 37.
- 21) J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimmerling, H. I. Smith, and E. P. Ippen: *Nature* **390** (1997) 143.
- 22) O. Painter, J. Vuckovic, and A. Scherer: *J. Opt. Soc. Am. B* **16** (1999) 275.
- 23) J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer: *IEEE J. Quantum Electron.* **35** (2002) 850.
- 24) S. Iwamoto, Y. Arakawa, and A. Gomyo: *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) 211104.
- 25) H.-Y. Rya, M. Notomi, and Y.-H. Lee: *Appl. Phys. Lett.* **83** (2003) 4294.
- 26) Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda: *Nature* **425** (2003) 944.
- 27) A. Tandraechanurat, S. Iwamoto, M. Nomura, N. Kumagai, and Y. Arakawa: *Opt. Express* **16** (2008) 448.
- 28) S. Iwamoto, J. Tatebayashi, S. Kako, S. Ishida, and Y. Arakawa: *Physica E* **21** (2004) 814.
- 29) R. W. Ziolkowski, J. M. Arnold, and D. M. Gogny: *Phys. Rev. A* **52** (1995) 3082.
- 30) S.-H. Chang and R. A. Taflov: *Opt. Express* **12** (2004) 3827.
- 31) S. Iwamoto and Y. Arakawa: *IEICE Trans. Electron.* **E87-C** (2004) 343.

レーザーワード

フォトリック結晶ナノ共振器(photonic crystal nanocavity)

フォトリック結晶の周期性を、人為的に一部乱すことで形成される光共振器。2次元結晶の周期的空気円孔数個を埋める点欠陥構造や、あるフォトリック結晶を周期や円孔サイズの異なるフォトリック結晶で挟み込んだダブルヘテロ構造などを用いるものなど様々。2次元フォトリック結晶スラブでは、数千から数万の Q 値をもち媒質中波長程度の大きさの共振器が比較的容易に実現可能であり、設計を工夫することにより200万にも達する Q 値を持つ構造も実現されている。このように Q 値が高くモード体

積が小さいという特徴から、光集積回路における高分解のフィルターや、光メモリ、高効率非線形光学素子などへの応用が期待される。また発光体との相互作用においては、自然放出寿命の短縮(パーセル効果)が起こるなど、量子力学的効果が顕著になることから、極低しきい値レーザーや共振器量子電気力学を用いた固体ベース量子情報素子への応用が精力的に研究されている。

(岩本 敏)