

■S2 群 (ナノ・量子・バイオ) - 3 編 (ナノ光エレクトロニクス)

1 章 フォトニック結晶とその応用

【本章の構成】

本章では以下について解説する.

- 1-1 ナノ共振器の進展とストップライト
- 1-2 ナノ共振器と共振器電磁力学
- 1-3 フォトニック結晶導波路の進展とスローライト
- 1-4 大面積フォトニック結晶レーザーの進展

■S2 群-3 編-1 章

1-1 ナノ共振器の進展とストップングライト

(執筆者：浅野 卓) [2010年1月 受領]

1-1-1 はじめに

フォトニック結晶に局所的な周期性の乱れを導入すると、その領域では通常は結晶内部に存在し得ないバンドギャップ帯域の光が存在可能になり、乱れを点状に設けた点欠陥は光共振器として機能する。特に、2次元フォトニック結晶点欠陥共振器は、十分な設計を行うことで波長程度の微小体積と超低損失を同時に実現できることから高い注目を集めている。その応用範囲は、超小型高分解波長フィルタ¹⁾、高感度センサ^{2,3)}、光非線形デバイス⁴⁾、光検出器⁵⁾、全光スイッチングデバイス⁶⁾、量子光学応用（詳細は2-2節を参照）、機械共振器との融合⁷⁾など多岐にわたり、更にはストップングライトへの応用^{8)~11)}も期待されている。本節では、高Q値光ナノ共振器の設計原理を述べたのち、最近のナノ共振器の進展及びストップングライト応用について概説する。

1-1-2 高Q値光ナノ共振器の設計原理

一般に光ナノ共振器形成のためには、バンドギャップ帯域において厚み方向にシングルモードとなる薄いスラブ構造の2次元フォトニック結晶が利用される（図1・1）。ここに点状欠陥を導入すると、光はスラブ面（xy面）内方向においてはバンドギャップ効果によって、また厚み方向においてはスラブ-空気クラッド間界面での全反射効果によって欠陥領域に閉じ込められる。これにより、バンドギャップ帯域かつ定在波形成の位相条件が満たされる周波数において、点欠陥に局在した共振モードが形成される。フォトニック結晶の面内周期数は技術的には十分に大きくできるため、点欠陥から面内方向への光の漏れはほぼ完全に抑制可能である。これに対して上下方向に関しては、全反射条件を満たさない波数成分の存在が漏れにつながる。この漏れ成分の量は共振器電磁界分布のフーリエ変換を用いることで解析できる¹²⁾。

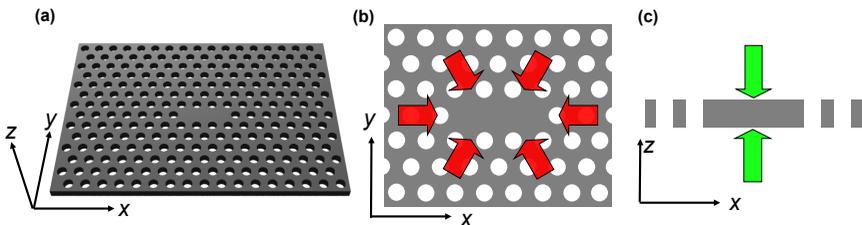


図1・1 2次元フォトニック結晶スラブを用いた点欠陥共振器の一例

(a) 全体図、(b) 面内閉じ込めはフォトニックバンドギャップ（ほぼ完全）、(c) 上下方向の閉じ込めは屈折率差による全反射（不完全）。

具体的に解説するため、一例として三角格子フォトニック結晶スラブ中の直列な三格子点を埋めた形状の共振器について検討する。図1・2(a)にその基本共振モードのスラブ表面での電界分布 E_y を示す（ E_x 成分の寄与は無視できる）。計算には3次元FDTD法を用い、材料としては

Si が想定されている。また、格子定数を a とし、スラブ厚は $0.6a$ 、空気孔半径は $0.29a$ 、スラブの屈折率 n は 3.4、空気クラッドの屈折率は 1 としている。図 1・2(a) から分かるように、この共振モードは主に共振器長手方向の光の往復による定在波の形状をしており、1 次元的な共振器に近い。よって、考察を簡単にするため、長手方向の中心軸上での電界 E_y の分布に注目する。これを図 1・2(b) に実線で示し、そのフーリエ変換を図 1・2(c) に実線で示す。

図 1・2(c) は共振モードを平面波成分に分解し、界面に平行な波数 k_x を横軸として各成分の割合をプロットしたものに相当する。 k_x の大きさが空気クラッド中の光の伝搬波数の大きさ以下の場合、この成分は全反射条件を満たさないため空気へと漏れ出す。この漏れの生じる波数領域（漏れ領域）は図中に灰色で示してある。同図から分かるように、共振モードを構成する平面波成分の大部分は漏れ領域の外に存在しているが、一部が漏れ領域内に存在することが分かる。

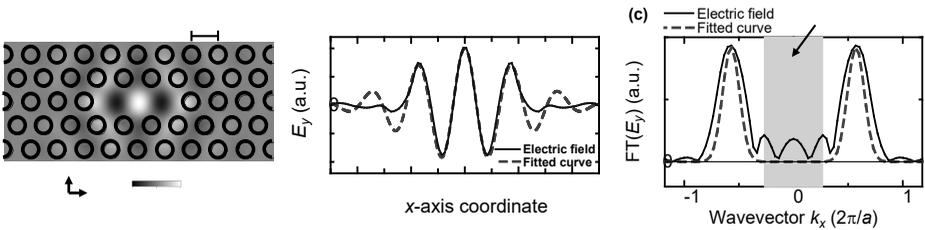


図 1・2 図 1・1 の点欠陥共振器の基本モード

- (a) スラブ表面における電界分布、(b) 中心線に沿った分布、(c) (b) のフーリエ変換。
 (b),(c) 中の実線は実際の電界分布、波線はガウス包絡線を仮定した仮想的な電界分布。

ここで、漏れ成分と実空間における光の局在の関係を解析する手法として、実空間の電界分布を、波長 λ （ここでは約 $1.7a$ に相当）を持つ基本余弦波と λ よりも緩やかに変化する包絡線関数との積として考える方法が提案された¹³⁾。波数空間においては、基本余弦波は $k = \pm 2\pi/\lambda$ ($\sim \pm 0.6 \times 2\pi/a$) にピークを持つデルタ関数となり、これ自体は漏れ領域 ($|k| < \sim 0.3 \times 2\pi/a$) の外にある。一方、空間的に局在した包絡線関数のフーリエ変換は、波数空間において有限の広がりを持つ。実空間での 2 つの関数の積は波数空間での畳み込みに相当するため、電界分布全体の変換結果は $k = \pm 2\pi/\lambda$ にピークを持ち、包絡線関数に起因した広がりを持つ形状になる。つまり、本来は漏れ領域外にある基本波成分が包絡線の影響で広がりを持ち、その裾の成分が漏れ領域内に入って損失を生じていると理解される。

この理論に基づき、基本波は元の電界分布と同一で、包絡線がガウス関数形状である仮想の電界分布が検討された（図 1・2(b),(c) 波線）。同図から分かるように、元の電界分布と比較してこの仮想の電界分布は漏れ領域内にほとんど成分を持たない。これはガウス関数のフーリエ変換がガウス関数であり、裾成分が非常に小さいためである。このことは、実空間の広がりが同程度でもあっても波数空間での広がりが小さい包絡線を用いれば、より低損失な共振器を実現できることを意味する¹³⁾。

1-1-3 格子点シフト型共振器

上述の理論を実証するために、図 1・2 の共振器構造に改良を加えて共振器の Q 値を高める

試みが行われた。図 1・2(b)における共振器の実際の電界分布は、ガウス包絡線を持つ仮想の電界分布と比較して共振器端部において急激に減衰しており、この減衰が包絡線関数の高い空間周波数成分を発生させ、漏れ成分を生み出していると予想された。そこで、この領域のフォトリックバンドギャップ効果を局部的に弱めてこの急激な減衰を抑制することを狙って、欠陥端部に位置する空気孔を僅かに外側へシフトさせる¹³⁾ことが試みられた(図 1・3(a))。シフト量を $0.20a$ とした構造に対する計算結果が図 1・3 である。図 1・2 と図 1・3 との比較から、シフトによって端部における電界の減衰が抑制され、これに対応して漏れ領域内の成分が大幅に減少していることが分かる。

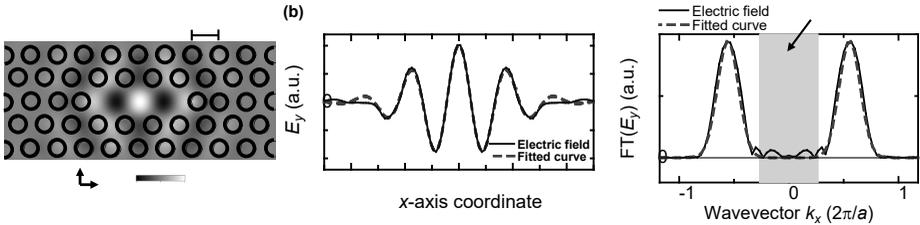


図 1・3 両端の穴を $0.2a$ シフトした点欠陥共振器の基本モード
図の内容は図 1・2 と対応。

この結果をもとに、実際に空気穴をシフトさせた共振器が作製され、その Q 値の測定が行われた¹³⁾。作製においては、デバイス層厚 250 nm の SOI 基板が用意され、電子ビームリソグラフィと ICP-RIE エッチング技術によってフォトニック結晶パターンが形成された。次に、フォトニック結晶層の下の SiO_2 層を HF 溶液を用いて選択的にエッチングすることで、エアブリッジ構造が形成された。格子定数 a は 420 nm であり、端部の空気孔のシフト量としては $0 \sim 0.3a$ の様々な試料が用意された。シフト量が 0 のときの Q 値は 5000 程度であったが、シフト量が増えるにつれて Q 値は増大し、シフト量 $0.176a$ のときに最大の Q 値、約 6.5 万が得られた。これはシフト量 0 の基本構造の Q 値の 12 倍以上の値である。ここで、計算によって求められたモード体積は、シフト量が増えなくても媒質中光波長の 3 乗の $0.6 \sim 0.7$ 倍程度とほぼ一定であった。よって、空気孔シフトはモード体積を微小に保ちながら Q 値を大幅に増大させる効果があることが実証された。その一方、実験で得られた Q 値の最大値約 6.5 万は、同構造において理論的に計算される Q 値約 10 万と比較すると若干低い値であった。これは作製構造の持つ構造揺らぎに起因する損失が存在するためである¹⁴⁾。

1-1-4 様々な高 Q 値ナノ共振器

上述の例では包絡線関数をガウス分布に近づける手法によって Q 値の大幅な増大が実現されたが、より一般的には包絡線関数の形状として、空間周波数の高い裾成分をできるだけ持たず、かつ実空間での広がり方が小さいものが有効と言える。そのような包絡線関数にはローレンツ関数、 sinc 関数なども考えられる。このような複雑な包絡線関数形状は通常実現が困難であるが、これを解決するために、設定した目標包絡線関数から逆問題的に共振器構造を計算で求める手法も提案されている¹⁵⁾。しかしながら、実現性と裾成分の少なさという観点を折衷するとガウス関数が最も有力な形状の一つと言える¹⁶⁾。いずれにせよ、急峻な包絡線関数の変化を避

けて緩やかに光を閉じ込めることが損失低減の核心であり、上述の報告の後、更なる共振器の微調整や新たな共振機構が提案され¹⁶⁾、ナノ共振器の Q 値は現在も更新され続けている。

例えば、共振器体積は媒質内波長の3乗程度に抑えつつも、導波路のモードギャップを用いた緩やかな閉じ込めによって極めて高い Q 値を狙ったものとしてダブルヘテロ構造型共振器¹⁷⁾とその発展形¹⁸⁾がある。同様の構造として導波路幅変調型共振器¹⁹⁾なども挙げられる。これらの構造では数百万レベルの Q 値が実現されており、後述のストップライト応用への応用が期待されている。

ここで観点を変えて、ナノ共振器の研究の発展を時系列に見ると、設計 Q 値が数千程度と低い間は設計値と実験値は比較的良好に一致していたが、 Q 値が数万以上になってからは両者の乖離が大きくなっている¹⁴⁾。これは、理論上生じる放射損失に加えて、実際には構造の揺らぎや材料の光吸収などの不完全性に起因する損失が生じるためである。このような損失は、当初は設計で決まる光損失が大きかったため、設計損失と比較して無視できるレベルであった。しかし、設計が向上して設計損失が低減されたため、現在では逆に不完全性に起因する損失が支配的な損失となっている¹⁴⁾。ただし、このような損失も作製技術の向上により徐々に低減されており、現在では350万という非常に高い実験 Q 値が報告されている²⁰⁾。このレベルの共振器では光子寿命が数nsに達しているため、時間領域での寿命測定が Q 値を最終的に確認する手段として定着している。また、設計としては既に Q 値10億に近い共振器構造が提案されている²¹⁾ので、今後の作製技術の改善により更なる Q 値の向上が期待される。

別のアプローチとして、相互作用の増大に特化して、ある程度の高い Q 値を維持しつつ、むしろ非常に小さい共振器体積を狙った構造も研究されている。一つ穴埋めシフト型共振器²²⁾、穴埋めなしシフト型共振器^{22),23)}、そして電束の連続条件を利用して電界強度を局所的に増大させるスリット内蔵型共振器²⁴⁾などが挙げられる。これらの構造においては単一量子発光体との量子力学的相互作用の発現(1-3節参照)、超低入力に対する光非線形効果の発現による高調波発生⁴⁾や双安定動作⁵⁾の実現、周辺物質との相互作用による変化を検出するセンサ^{2),3)}などへの応用が期待されている。また、周辺も含めた構造の微小化、機械振動との相互作用の増大、表面付近の物質との相互作用の増大を狙った梁(ビーム)状の共振器^{7),25),26)}も精力的に研究されている。

1-1-5 ストップライト応用

前述のように、現在では光子寿命がナノ秒レベルの光ナノ共振器が実現されており、理論的には光子寿命がマイクロ秒近い共振器の設計もなされている。その結果、光ナノ共振器を用いて光をそのまま保存するストップライト応用の試みが始まっている。

光ナノ共振器に光パルスを有意な時間とどめるには、共振器はその光パルスの時間幅より十分長い光子寿命を持つ必要がある。しかしこの場合、共振器の周波数スペクトルは光パルスの周波数スペクトルよりも非常に狭くなり、光パルスの共振器への結合効率が著しく低下する。よって、共振器に光パルスを有意な時間とどめることと、有意な割合をとどめることは互いに相反する。また、微小な割合の結合を許容するとしても、保持されている光は光子寿命に従って漏れ出てくるため、そのままでは、光をもう一度パルス形状にして取り出すことはできない。

これらの問題は受動的な共振器の本質的な性質に起因しており、これを解決するには共振器

特性を時間的に変化させる動的変化法が必要である^{8)~10)}。例えば、共振器列と導波路との結合を動的に操作して複数の共振器に光を分散させて保存する方法が提案されている(理論のみ)⁸⁾。また、単一共振器の Q 値を動的に操作して光パルスを導入・保存・放出させる方法^{9),10)}、単一共振器への結合の少なさは甘受しつつも、結合した光の波長を動的に変化させることでパルス形状にして放出する方法¹¹⁾などが提案され、実験的にも動作が実証されている。ここでは、導入・保存・放出の三要素が実現されている例として、 Q 値の動的制御による手法^{9),10)}を概説する。

この手法では図1・4に示す片側が反射鏡で終端された導波路と共振器が用いられている。この系では共振器の放射損失が十分に小さいとき、共振器の Q 値は導波路との結合で決まる。更に、その結合の大きさは共振器から出て右に進む光と左に進んで反射されて戻ってくる光との干渉効果に影響される²⁷⁾。両者が打ち消しあうときは、導波路への漏れはなくなり Q 値は増大し、逆の場合は低下する。よって、共振器と反射鏡間の導波路の屈折率を変化させることで Q 値を制御できる。屈折率を変えるには光パルスを照射して生成した自由キャリアのプラズマ効果を用いる。光パルスの導入・保存・放出は以下の手順で行われた。1. 共振器の Q 値が低い状態にしておく。2. 信号光パルスを共振器に導入する。3. 直後に Q 値を高い状態に変化させる。4. 必要な時間保持する。5. 放出させたい時刻に Q 値を低下させて光パルスを取り出す。

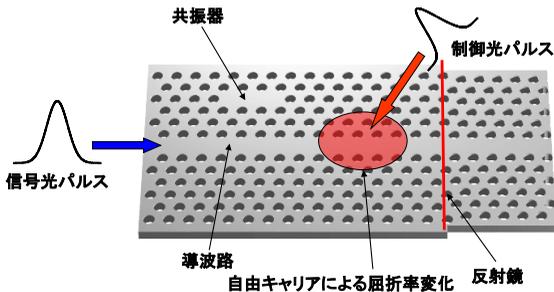


図1・4 Q 値の動的制御による光パルスの導入・保持・放出を行うための構造

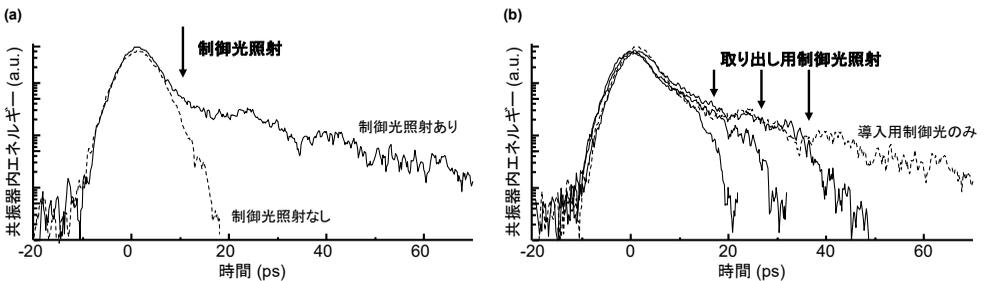


図1・5 Q 値の動的制御による光パルスの導入・保持・放出実験結果

(a) 導入・保持, (b) 放出

実験は光通信帯域で動作する Si フォトニック結晶を用いて行われた。用いた共振器の放射損失 Q 値は 55000, 共振波長は 1550 nm である。信号光パルスは時間幅 4 ps であり, 2 次高調波発生によって波長を半分 (775 nm) に変換した光パルスが制御光として試料の導波路部分に照射された。信号光のエネルギーは数 pJ 程度, 制御光の実効エネルギーは数十 pJ 程度である。光パルスの導入保持の実験結果を図 1・5 (a) に示す。光パルスが共振器に結合したときに Q 値を動的に高くすることにより, 効率よく光パルスを導入・保持できていることが分かる。次に, 光パルス放出の実験結果を図 1・5 (b) に示す。任意のタイミングにおいて Q 値を動的に低くすることにより, 共振器から光を放出させている様子が分かる。更に, 最近では導入用導波路と放出用導波路を別々に用意した構造における動作なども報告されている。

■参考文献

- 1) S. Noda, A. Chutinan, and M. Imada : “Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure,” *Nature*, vol.407, no.6804, pp.608-610, Oct. 2000.
- 2) M. Lončar, A. Scherer, and Y. Qiu : “Photonic crystal laser sources for chemical detection,” *Appl. Phys. Lett.* vol.82, no.26, pp.4648-4610, Apr. 2003.
- 3) S. Kita, K. Nozaki, and T. Baba : “Refractive index sensing utilizing a cw photonic crystal nanolaser and its array configuration,” *Opt. Exp.*, vol.16, no.11, pp.8174-8180, Aug. 2008.
- 4) K. Rivoire, Z. Lin, F. Hatami, and J. Vučković : “Sum-frequency generation in doubly resonant GaP photonic crystal nanocavities,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.97, no.043103, pp.1-3, Jul. 2010.
- 5) T. Tanabe, H. Sumikura, H. Taniyama, A. Shinya, and M. Notomi : “All-silicon sub-Gb/s telecom detector with low dark current and high quantum efficiency on chip,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.96, 101103, 2010.
- 6) K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama, and M. Notomi : “Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity,” *Nature Photonics*, vol.4, no.5, pp.477-483, May 2010.
- 7) M. Eichenfield, R. Camacho, J. Chan, K. J. Vahala, and O. Painter : “A picogram- and nanometre-scale photonic-crystal optomechanical cavity,” *Nature*, vol.459, no.7246, pp.550-555, May 2009.
- 8) M.F. Yanik and S. Fan : “Stopping light all optically,” *Phys. Rev. Lett.*, vol.92, no.083901, pp.1-4, Feb. 2004.
- 9) Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda : “Trapping of Ultrashort Optical Pulse into Ultra-high-Q Photonic Nanocavity,” *Conference Digest of the Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics 2005, CWE4-3*, Tokyo, Japan, pp.1024-1025, Jul. 2005.
- 10) Y. Tanaka, J. Upham, T. Nagashima, T. Sugiya, T. Asano, and S. Noda : “Dynamic control of the Q factor in a photonic crystal nanocavity,” *Nature Materials*, vol.6, no.11, pp.862-865, Sep. 2007.
- 11) T. Tanabe, M. Notomi, H. Taniyama, and E. Kuramochi : “Dynamic Release of Trapped Light from an Ultrahigh-Q Nanocavity via Adiabatic Frequency Tuning,” *Phys. Rev. Lett.*, vol.102, no.043907, pp.1-4, Jan. 2009.
- 12) K. Srinivasan and O. Painter : “Momentum space design of high-Q photonic crystal optical cavities,” *Opt. Exp.*, vol.10, no.15, pp.670-684, Jul. 2002.
- 13) Y. Akahane, T. Asano, B.S. Song, and S. Noda : “High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal,” *Nature*, vol.425, no.6961, pp.944-947, Oct. 2003.
- 14) T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda : “Analysis of the experimental Q factors (~ 1 million) of photonic crystal nanocavities,” *Opt. Exp.* vol.14, no.5, pp.1996-2002, Mar. 2006.
- 15) D. Englund, I. Fushman, and J. Vuckovic : “General recipe for designing photonic crystal cavities,” *Opt. Exp.*, vol.13, no.16, pp.5961-5975, Aug. 2005.
- 16) T. Asano, B.-S. Song, Y. Akahane, and S. Noda : “Ultrahigh-Q Nanocavities in Two-Dimensional Photonic Crystal Slab,” *IEEE J. of Selected Topics in Q. Electron.*, vol.12, no.6, pp.1123-1134, Nov. 2006.
- 17) B.S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane : “Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature Materials*, vol.4, no.3, pp.207-210, Mar. 2005.
- 18) Y. Takahashi, H. Hagino, Y. Tanaka, B.S. Song, T. Asano, and S. Noda : “High-Q nanocavity with a 2-ns photon lifetime,” *Opt. Exp.*, vol.15, no.25, pp.17206-17213, Dec. 2007.

- 19) E. Kuramochil, M. Notomil, S. Mitsugil, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe : "Ultra-high-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect," *Appl. Phys. Lett.*, vol.88, no.041112, pp.1-3, Jan. 2006.
- 20) Y. Takahashi, T. Sugiya, S. Yamada, Y. Taguchi, T. Asano, and S. Noda : "Increasing the Q Factor and Controlling the Resonant Wavelength of Photonic Crystal Nanocavities," *Technical Digest of the Conference on Lasers and Electro-Optics 2009, CFE1*, Baltimore, USA, Jun. 2009.
- 21) Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda : "Design of Photonic Crystal Nanocavity with Q-factor of $\sim 10^9$," *IEEE/OSA J. of Lightwave Technol.*, vol.26, no.11, pp.1532-1539, Jun. 2008.
- 22) Z. Zhang and M. Qiu : "Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs," *Opt. Exp.*, vol.12, no.17, pp.3988-3995, Aug. 2004.
- 23) K. Nozaki, S. Kita, and T. Baba : "Room temperature continuous wave operation and controlled spontaneous emission in ultrasmall photonic crystal nanolaser," *Opt. Exp.*, vol.15, pp.7506-7514, 2007.
- 24) J.T. Robinson, C. Manolatou, L. Chen, and M. Lipson : "Ultrasmall Mode Volumes in Dielectric Optical Microcavities," *Phys. Rev. Lett.*, vol.95, 143901, pp.1-4, Sep. 2005.
- 25) A.R. Md Zain, N.P. Johnson, M. Sorel, and R.M. De La Rue : "Ultra high quality factor one dimensional photonic crystal/photonic wire micro-cavities in silicon-on-insulator (SOI)," *Opt. Exp.*, vol.16, no.16, pp.12084-12089, Aug. 2008.
- 26) P.B. Deotare, M.W. McCutcheon, I.W. Frank, M. Khan, and M. Lončar : "High quality factor photonic crystal nanobeam cavities," *Appl. Phys. Lett.*, vol.94, no.121106, pp.1-3, 2009.
- 27) B.S. Song, T. Asano, Y. Akahane, and S. Noda : "Role of interfaces in heterophotonic crystals for manipulation of photons," *Phys. Rev. B*, vol.71, no.195101, pp.1-5, Mar. 2005.

■S2 群-3 編-1 章

1-2 ナノ共振器と共振器電磁力学

(執筆者：岩本 敏) [2010年12月 受領]

1-2-1 はじめに

光と物質の相互作用は、物質固有の特性に依存することは言うまでもないが、光自身の状態・特性にも強く依存する。フォトニックナノ構造を利用し光（輻射場）の特性を制御することで、光と物質の相互作用の制御が可能となる。特に、本章の主題であるフォトニック結晶（Photonic Crystal：PhC）を用いる場合には、波長程度の領域に光を強く閉じ込めるナノ光共振器が利用できる。高い Q 値（長時間にわたって光子を共振器内に閉じ込めることができる）と波長程度の大きさの小さいモード体積（共振器内の光電場が強くなる）を同時に実現することができる PhC ナノ共振器点^{†1}では、光（輻射場）の特性は真空中や一様媒質中などとは大きく異なることとなる。この特徴を利用することで、光と物質の相互作用において様々な興味深い現象をナノ共振器中で引き起こすことが可能となる。

本節では、様々な光と物質の相互作用のうち、特に発光に関与する相互作用を扱うこととし、PhC ナノ共振器においてこの相互作用がどのように制御されるかを簡単に紹介するとともに、最近の研究動向を紹介する。本分野全体を概観するため、個々の結果に詳しく言及することは避け、代わりに多くの文献を引用することとした。詳細については、それぞれの文献を参照していただきたい。

1-2-2 共振器量子電磁力学

光共振器などにより改変・制御された輻射場と物質の相互作用に関する研究は、共振器量子電磁力学（Cavity Quantum Electrodynamics：C-QED）¹⁾として知られており、研究の歴史も長い。1946年、E. M. Purcell は共振器を用いることにより物質の自然放出レートが増強される可能性を指摘した²⁾。これが C-QED の最初の報告と言える。この自然放出レートの増大はパーセル効果として知られており、高性能なレーザーや LED などの開発においても重要となる。その後、主に原子やイオンと共振器光子の相互作用を対象に C-QED の理論的・実験的研究が進展してきた。また、近年では、その諸現象が単一光子レベルの光非線形性³⁾や二光子間量子位相ゲート⁴⁾、光子から物質系への量子メディア変換⁵⁾などへも応用が可能であることから、量子情報技術の一大分野としても大きな期待を集めている。

一方、高効率光源技術や量子情報技術をはじめとする C-QED の各種応用においては、集積化可能で堅牢な固体素子は魅力であり、固体 C-QED 系の実現・基礎研究にも高い関心が寄せられていた。半導体量子ドット（Quantum Dot：QD）^{6)†2}は、従来の C-QED における原子に相当する固体構造として有望な候補の一つである。この量子ドットと PhC ナノ共振器を組み合わせることで、固体系において C-QED に基づく様々な興味深い現象が実現できるようになってきた。本節では、まず C-QED の基礎を紹介し、その現象が QD-ナノ共振器結合系において、

†1 1-1 節「ナノ共振器の進展とストッピングライト」参照。

†2 量子ドットの詳細については、荒川泰彦、塚本史朗：“低次元量子構造作製技術とデバイス応用の現状と展望—量子ドットを中心として—” 応用物理, vol.74, no.293, 2005. などの記事が参考になる。

どのように観測されるかを簡単に紹介する。

(1) 基本モデル

QD-ナノ共振器結合系の概念図を図 2・1 に示す。PhC ナノ共振器中に、原子の役割を果たす QD が一つもしくは複数個埋め込まれているような系である。簡単のため、共振器中にはドットが 1 つのみ存在するとする。この系の基本特性は、QD に相当する二準位原子と単一共振器モード及びそれ以外の輻射場モードが相互作用した単純なモデル (図 2・2) で理解することができる。ここで、二準位間の遷移は QD 中の励起子などの発光遷移に対応する。重要なパラメータは、物質と電磁場の結合係数 g 、物質系から共振器モード以外への発光緩和レート $\Gamma^{\dagger 3}$ 、共振器モードの減衰レート $\kappa = \omega/Q$ (ω は共振器モードの周波数、 Q は共振器の Q 値) の 3 つであり、その大小関係により、系の状態は弱結合状態と強結合状態に大別される。固体系では多くの場合、 κ は Γ より高く、 κ と g の大小関係が重要となる。ここで、 g は次式で与えられる。

$$g = \mu \sqrt{\frac{\omega}{2\epsilon_0 \hbar V}} f(\mathbf{r}) \quad (2 \cdot 1)$$

ω は物質系の電子の遷移周波数 (QD の発光エネルギー)、 μ は遷移の双極子モーメント、 V は共振器のモード体積である。 $f(\mathbf{r})$ は相互作用の強さが共振器中の QD 位置 \mathbf{r} での電場強度により変化することを示すものである。QD を用いた多くの実験ではランダムな位置に形成された QD を利用している。今後、QD の位置制御技術は本分野の更なる発展のために重要となると考えられる。

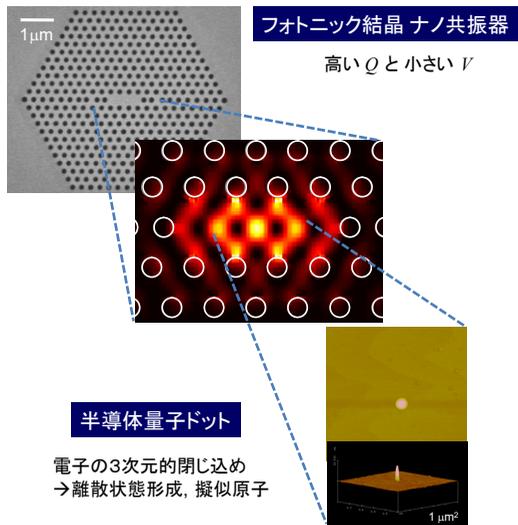


図 2・1 QD-PhC ナノ共振器結合系のイメージ図

^{†3} QD を利用した実際の系では位相緩和が支配的になるが、ここでは簡単のため無視する。

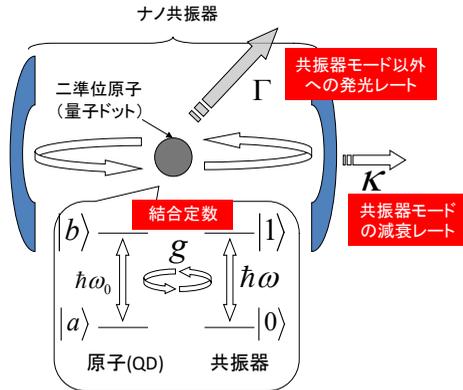


図 2・2 二準位原子と共振器光子の相互作用を記述する C-QED モデル

(2) 強結合と弱結合

強結合状態では光子が共振器から漏れ出す前に、原子と光子は多数回相互作用することができ、原子と共振器の間でコヒーレントなエネルギーのやり取りを繰り返す。周波数領域では、この振動の周波数に対応した固有エネルギーの分裂（真空ラビ分裂）が観測される。強結合状態は様々な量子情報素子の動作原理となるものである。 V が小さいほど g は大きくなり、 Q が高いほど光子の外部への漏れが抑えられるため強結合状態を実現しやすくなる。

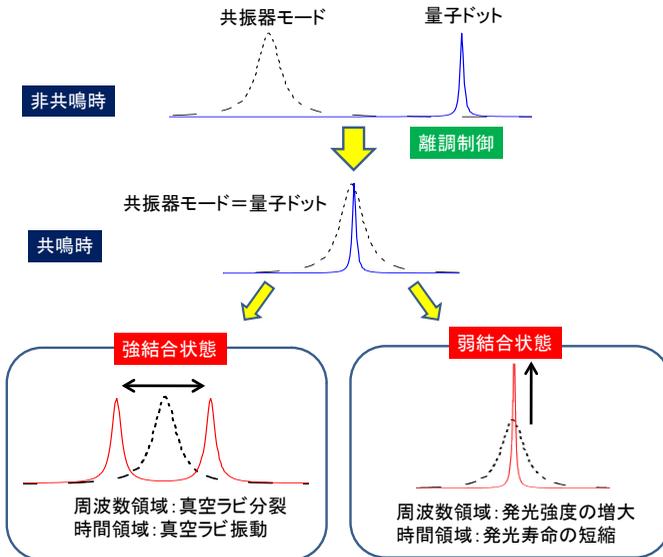


図 2・3 QD-PhC ナノ共振器結合系で観測される発光スペクトルの模式図

弱結合状態では、共振器光子は原子に再び吸収される前に外に放出されてしまうため、強結合時のようなエネルギーの振動は起こらないものの、原子の本来持つ自然放出レートが共振器によって増強されるという現象が観測される（パーセル効果）。発光レートの増強度を示す係数はパーセル係数 F_p と呼ばれ、 Q/V に比例する。この効果は極低閾値レーザーや高速変調 LED などの基礎となる。

(3) QD-PhC ナノ共振器結合系で観測される現象

実際の QD-ナノ共振器結合系を用いた実験では、試料からの発光スペクトルを観測することが多い。図 2・3 は C-QED の諸現象が実際にどのように観測されるかを模式的に示したものである。一般に、共振器モードエネルギーと QD の発光エネルギーは一致しない。何らかの方法により共振モードと QD 発光を共鳴させると、系が強結合状態にあるか、弱結合状態にあるかにより、図 2・3 下段赤線のようなスペクトルが観測される。強結合時には、共鳴エネルギーを中心にほぼ $2g$ だけ離れた 2 つの発光ピークが観測される^{†4}。これが真空ラビ分裂である。一方、弱結合領域では、パーセル効果により QD の発光レートが増大し、発光強度の増大が観測される。

1-2-3 QD-PhC ナノ共振器結合系における固体 C-QED の進展

現在では QD-PhC ナノ共振器結合系における C-QED 現象は比較的容易に観測できるようになっている。本節では、最近の進展を紹介する。

(1) 弱結合領域に関する研究の進展

弱結合領域の現象は研究の初期段階から多く観測されている。以下にその例をいくつか紹介する。

(a) パーセル効果の観測

パーセル効果は、量子ドット発光が共鳴した際の、強度の増加や発光寿命の短縮により QD の飽和励起強度が増加することなどにより検証できる⁷⁾。最近では高い時間分解能を有する高感度光検出器を利用して、時間領域で直接発光寿命の変化を測定することが多く行われている⁸⁾。実験的に得られている値は $F_p \sim 5-10$ 程度である。

(b) 単一光子源への応用

単一量子ドットは単一光子源として利用できる⁹⁾。光子を用いた量子情報処理で重要となる光子の同一性の指標（フィデリティ）は、位相緩和などの影響により劣化する。ナノ共振器におけるパーセル効果を利用して発光寿命を短くすることでその影響を低減することができる。また、自由空間に比べてモード数が減少すること、大きな F_p のために自然放出結合係数が大きくなり、効率を高めることにも利用できるだけでなく、導波路との集積化も可能でオンチップ単一光子光源への適用も期待できる¹⁰⁾。既に通信波長帯 QD とナノ共振器を組み合わせた単一光子発生の実験も報告されている¹¹⁾。

(c) 低閾値レーザーへの応用

ナノ共振器では自然放出結合係数が大きくなるため、小型で低閾値のレーザーを実現することができる。ナノ共振器を用いた最初のレーザーは、量子井戸を利用したものであった¹²⁾。一方、量子ドットを用いると、その高ゲイン特性、体積効果に加え、表面での非発光再結合の低

^{†4} 厳密には κ や Γ の影響を受け、 $2g$ より小さくなる。

減が期待できる。これまでに、多数の量子ドットを利得媒質として用いた室温連続発振する低閾値ナノ共振器レーザー¹³⁾や変調特性¹⁴⁾などが報告されている。また、最近では、共振器モードに結合するドットが1つ程度での発振¹⁵⁾や、1次元型のナノビーム共振器を用いたレーザー¹⁶⁾も報告されている。

(2) 強結合領域に関する研究の進展

以下では、強結合状態の観測に加えて、QD-PhC ナノ共振器系における強結合状態に関係する研究動向を紹介する。

(a) 強結合の観測

QD と共振器光子の強結合は L3 型 PhC ナノ共振器に QD が埋め込まれた系で初めて観測された¹⁷⁾。ほかにも、より小さいモード体積を有する H1 型共振器¹⁸⁾などでもラビ分裂が観測されている。どの程度分裂が明確に観測されるかは応用上重要である。この指標となるのは、QD の線幅が十分狭ければ、 g/κ で表される。2010 年現在では、この値は 2 程度である。また、最近では共振器モードを介した 2 つの QD のコヒーレント結合¹⁹⁾や、スペクトルの詳細な解析による QD 励起子状態の解析²⁰⁾なども報告されている。

(b) 固体特有の現象に関する研究

QD-PhC ナノ共振器系では、発光体である QD は固体中に埋め込まれている。そのため、ラビ分裂時に現れる 3 つ目のピーク^{21),22)}や、QD と共振器が十分離調されている状態においても観測される共振器モード波長での発光など、図 2・2 のモデルでは説明できない現象が観測される。この物理の解明のため、理論的・実験的検討が進められており、位相緩和による影響^{23)~25)}や荷電励起子などの最低エネルギーの励起子状態以外からの寄与^{26),27)}に加えて、フォノンとの相互作用の影響^{28)~30)}が議論されている。

(c) 強結合系の応用

強結合系では、共振器光子の増加に伴って非常に強い非線形性を示すため、単一光子レベルの極めて弱い光で機能する光非線形素子などに応用できる。これまでに、QD-PhC 系において共振器内光子の有無による入射光子の透過・反射特性の制御(フォトンブロッケード)が実現されている³¹⁾。また、反射光の強度³²⁾や位相シフト³³⁾の制御も実現されており、単一光子レベルで大きな変化が観測されている。また、複数の共振器光子を含む強結合系は複雑なピーク構造を持つ発光スペクトルを示すことが知られており³⁴⁾、その実現に向けて各国の研究グループがしのぎを削っている。

1-2-4 まとめと今後の展望

量子ドット-PhC ナノ共振器結合系における固体共振器量子電磁力学の基礎とその研究展開を紹介した。本稿ではスペースの関係で紹介できなかったが、マイクロピラー共振器を用いた C-QED の研究も同様に大きく進展している。弱結合状態については、早くから研究が進み、単一光子源や高効率レーザーへの展開などの進展を遂げている。一方、強結合状態は、今後その物理の解明や応用研究が着実に進展していくものと期待される。いずれの領域の応用においても、 g/κ は重要な指標である。最近では超伝導回路を用いた Circuit-QED の研究が大きく進展しており、非常に大きな g/κ が実現されており³⁵⁾、量子情報技術などの基礎実験が進みつつある。一方、QD 系は近赤外から光通信波長域の光子を利用できるため、離れた量子系の結合などの応用に有利である。今後、量子ドットの位置制御技術に加えてプロセス技術の向上による Q の

更なる増大などにより、より大きな g/κ の実現が望まれる。

■参考文献

- 1) P.R. Berman ed. : “Cavity Quantum Electrodynamics,” Academic Press, 1994. など
- 2) E.M. Purcell : Phys. Rev., vol.69, 37, 1946.
- 3) K.M. Birnbaum, A. Boca, R. Miller, A.D. Boozer, T.E. Northup, and H.J. Kimble : Nature, vol.436, 87, 2005.
- 4) Q.A. Turchette, C.J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H.J. Kimble : Phys. Rev. Lett., vol.75, 4710, 1995.
- 5) J.I. Cirac, P. Zoller, H.J. Kimble, and H. Mabuchi : Phys. Rev. Lett., vol.78, 3221, 1997.
- 6) Y. Arakawa and H. Sakaki : Appl. Phys. Lett., vol.40, 939, 1982.
- 7) T.D. Happ, I.I. Tartakovskii, V.D. Kulakovskii, J.-P. Reithmaier, M. Kamp, and A. Forchel : Phys. Rev. B, vol.66, 041303(R), 2002. 他多数.
- 8) W.-H. Chang, W.-Y. Chen, H.-S. Chang, T.-P. Hsieh, J.-I. Chyi, and T.-M. Hsu : Phys. Rev. Lett., vol.96, 117401, 2006. など.
- 9) 単一光子源に関する総合的解説書として, C. Santori, D. Fattal, and Y. Yamamoto : “Single-Photon Devices and Applications,” WILEY-VCH, 2010.
- 10) D. Englund, A. Faraon, B. Zhang, Y. Yamamoto, and J. Vučković : Opt. Express, vol.15, 5550, 2007.
- 11) L. Balet, M. Francardi, A. Gerardino, N. Chauvin, B. Alloing, C. Zinoni, C. Monat, L.H. Li, N. Le Thomas, R. Houdré, and A. Fiore : Appl. Phys. Lett., vol.91, 123115, 2007.
- 12) O. Painter, R.K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. O’Brien, P.D. Dapkus, and I. Kim : Science, vol.284, 1819, 1999.
- 13) M. Nomura, S. Iwamoto, K. Watanabe, N. Kumagai, Y. Nakata, S. Ishida, and Y. Arakawa : Opt. Express, vol.14, 6308, 2006.
- 14) B. Ellis, I. Fushman, D. Englund, B. Zhang, Y. Yamamoto, and J. Vučković : Appl. Phys. Lett., vol.90, 151102, 2007.
- 15) M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Ota, and Y. Arakawa : Opt. Express, vol.17, 15975, 2009.
- 16) Y. Gong, B. Ellis, G. Shambat, T. Sarmiento, J.S. Harris, J. Vuckovic : Opt. Express, vol.18, 8781, 2010.
- 17) T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendricson, G. Khitrova, H.M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O.B. Shchekin, and D.G. Deppe : Nature, vol.432, 200, 2004.
- 18) Y. Ota, M. Shirane, M. Nomura, N. Kumagai, S. Ishida, S. Iwamoto, S. Yoroza, and Y. Arakawa : Appl. Phys. Lett., vol.94, 033102, 2009.
- 19) A. Laucht, J.M. Villas-Bôas, S. Stobbe, N. Hauke, F. Hofbauer, G. Böhm, P. Lodahl, M.-C. Amann, M. Kaniber, and J.J. Finley : Phys. Rev. B, vol.82, 075305, 2010.
- 20) M. Winger, A. Badolato, K.J. Hennessy, E.L. Hu, and A. Imamoglu : Phys. Rev. Lett., vol.101, 226808, 2008.
- 21) K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E.L. Hu and A. Imamoglu : Nature, vol.445, pp.896-899, 2007.
- 22) Y. Ota, N. Kumagai, S. Ohkouchi, M. Shirane, M. Nomura, S. Ishida, S. Iwamoto, S. Yoroza, and Y. Arakawa : Appl. Phys. Express, vol.2, 122301, 2009.
- 23) M. Yanaguchi, T. Asano, and S. Noda : Opt. Express, vol.16, 18067, 2008.
- 24) A. Naesby, T. Suhr, P.T. Kristensen, and J. Mørk : Phys. Rev. A, vol.78, 045802, 2008.
- 25) J. Suffczynski, A. Dousse, K. Gauthron, A. Lemaître, I. Sagnes, L. Lanco, J. Bloch, P. Voisin, and P. Senellart : Phys. Rev. Lett., vol.103, 027401, 2009.
- 26) M. Kaniber, A. Laucht, A. Neumann, J.M. Villas-Bôas, M. Bichler, M.-C. Amann, and J.J. Finley : Phys. Rev. B, vol.77, 161303, 2008.
- 27) M. Yanaguchi, T. Asano, K. Kojima, and S. Noda : Phys. Rev. B, vol.80, 155326, 2009.
- 28) I. Wilson-Rae and A. Imamoglu : Phys. Rev. B, vol.65, 235311, 2002.
- 29) F. Milde, A. Knorr, and S. Hughes : Phys. Rev. B, vol.78, 035330, 2008.
- 30) Y. Ota, S. Iwamoto, N. Kumagai, and Y. Arakawa : arXiv:0908.0788, 2009.
- 31) A. Faraon, I. Fushman, D. Englund, N. Stoltz, P. Petroff, and J. Vučković : Nat. Phys., vol.4, 859, 2008.
- 32) D. Englund, A. Faraon, I. Fushman, N. Stoltz, P. Petroff, and J. Vuckovic : Nature, vol.450, 857, 2007.
- 33) I. Fushman, D. Englund, A. Faraon, N. Stoltz, P. Petroff, and J. Vuckovic : Science, vol.320, 769, 2008.

- 34) E. del Valle, F.P. Laussy, and C. Tejedor : Phys. Rev. B, vol.79, 235326, 2009.
- 35) D.I. Schuster, A.A. Houck, J.A. Schreier, A. Wallraff, J.M. Gambetta, A. Blais, L. Frunzio, J. Majer, B. Johnson, M.H. Devoret, S.M. Girvin, and R.J. Schoelkopf : Nature, vol.445, 515, 2007.

■S2 群-3 編-1 章

1-3 フォトニック結晶導波路の進展とスローライト

(執筆者：馬場俊彦) [2010年10月 受領]

1-3-1 フォトニック結晶導波路

均一なフォトニック結晶では、フォトニックバンドギャップ (PBG) 帯での光伝搬が禁止される。一方、フォトニック結晶に何らかの線欠陥を導入すると、線欠陥がコア、周囲のフォトニック結晶がクラッドの役割を果たし、光導波路として働く^{1)~3)}。線欠陥がフォトニック結晶よりも高いなど価屈折率を持つときは、屈折率差による全反射と PBG によるブラッグ反射の複合効果で光が伝搬する。線欠陥の等価屈折率の方が低いときは、PBG によるブラッグ反射が光伝搬の原理となる。

主な構造を図 3・1 に示す。(a), (b)は高屈折率の微細な柱から成る 2 次元結晶を基本構造とし、柱に沿った TM 偏波の PBG を利用する。一方、(c), (d)は高屈折率の薄膜スラブに孔を配列させた結晶を基本とし、面内の TE 偏波の PBG を利用する。(a), (c)は線欠陥の等価屈折率が低く、純粋な PBG 伝搬となる。(b), (d)は線欠陥の等価屈折率が高く、複合効果による伝搬となる。(b)~(d)は上下の全反射閉じ込めが得られ、原理的には無損失で光伝搬する。製作不均一による散乱、放射損失を避けるため、単純な(c) (フォトニック結晶スラブ線欠陥導波路)が最も研究されている。一方、(d), (e)のように、3 次元結晶を基本とした導波路も研究されている。(d)は全方位に対する完全 PBG を示すウッドパイル構造であり、一部の角材の除去や変調により導波路となる。(e)は凹凸基板に多層膜を積層し、凹凸や多層膜の周期を変調することで導波路としている。ここではコアとクラッドの等価屈折率差が小さく、光伝搬は主に全反射由来する。

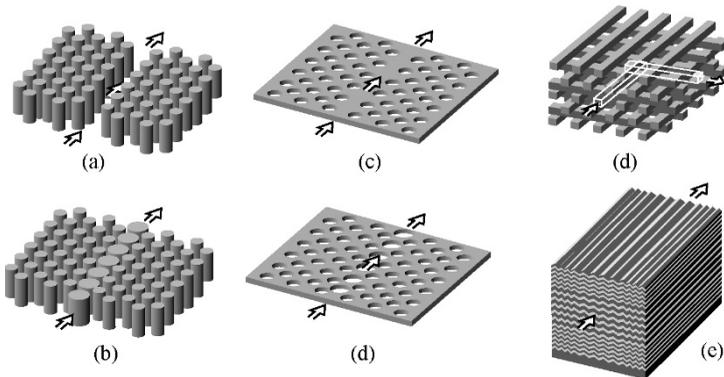


図 3・1 様々なフォトニック結晶導波路

SOI 基板に製作された三角格子型フォトニック結晶スラブ線欠陥導波路と、これに対応するフォトニックバンドを図 3・2 に示す。SOI 基板はこの導波路の製作に適した層構造や層厚を持ち、市販されている高品質・大面積基板なので、多くの研究で用いられる。ただし、発光や非

線形を目的とした実験には、III-V 族半導体やカルコゲナイドガラスも用いられる。光通信波長帯での伝搬を考えたとき、スラブ厚さ d は $0.2 \sim 0.3 \mu\text{m}$ 、格子定数 a は $0.4 \sim 0.5 \mu\text{m}$ 、円孔直径 $2r$ は $0.2 \sim 0.3 \mu\text{m}$ となり、パターン形成には電子ビームリソグラフィーだけでなく、CMOS プロセスのための高度なフォトリソグラフィーも利用される。孔の加工には反応性イオンエッチング、エアブリッジ構造の形成には選択ウェットエッチングが用いられる。コアが小さく、屈折率差が大きい媒質で構成される導波路なので、伝搬損失はプロセスの精度や均一性に強く依存し、 $1 \sim 2 \text{ nm}$ の構造揺らぎに対する伝搬損失の最低値は 2 dB/cm である。また、(b)より分かるように、一般に基本伝搬モードのバンドの傾きは、低周波数側のバンド端付近で非常に小さい。バンドの傾きは伝搬光の群速度 v_g に比例するので、この図はバンド端付近でスローライトと呼ばれる低群速度光が発生することを示している^{3),4)}。また、線欠陥を狭くする、孔径を大きくする、最内孔径のみを小さくする、孔位置をずらすなどの微調整を行うと、バンド端付近のバンドが直線化し、短パルスを変形させずに低群速度で伝搬させる低分散スローライトを生じる。また、極端に線欠陥を狭くすると別の伝搬モードが現れ、スローライトは生じないものの、より広帯域伝搬を示す。線欠陥中に適当な大きさの孔を置くと、図 3・2 とは上下逆向きで逆分散を持ったバンドが現れる。

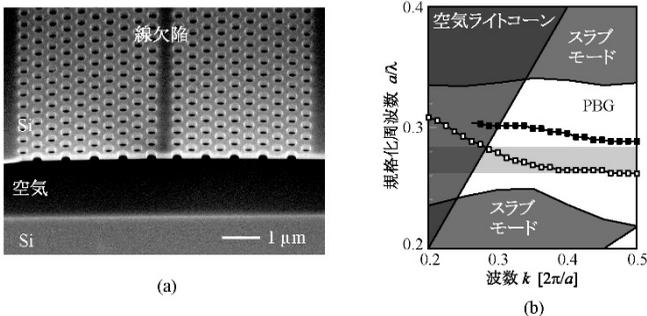


図 3・2 フォトニック結晶スラブ線欠陥導波路

(a) SOI 基板上に製作された導波路の写真。 $d = 0.22 \mu\text{m}$ 、 $a = 0.44 \mu\text{m}$ 、 $2r = 0.25 \mu\text{m}$ 。

(b) (a) に対応するフォトニックバンド。白いプロットが基本的な伝搬モード、黒いプロットが高次モード。濃い灰色は光がコアから漏れ出す条件。

1-3-2 スローライト

スローライト⁵⁾に期待される様々な応用を図 3・3 に示す。光遅延が自由に変えられるようになれば、次世代フォトニックネットワークで重要とされる光バッファメモリ⁶⁾、高速化する光信号の同期や多重化、ビットレート可変のコヒーレントレシーバ、波面と強度分布が完全に整合したアレイアンテナなどが可能になる。現在、機械式の可変遅延器が用いられているポンプ・プローブや相関演算などの計測システムも、現行よりも大幅に高速かつ小型になるであろう。また、外部制御に対して位相変化が大きく増減するので、位相変化を用いた変調器の長さや必要な屈折率制御量が大幅に小さくなる。また、低速化によって光エネルギーが内部に蓄積され、光強度が高まる。これは高 Q 値共振器と等価であり、高性能なフィルタや微小レーザーにな

る。更に、高強度を必要とする様々な光非線形が増大される。

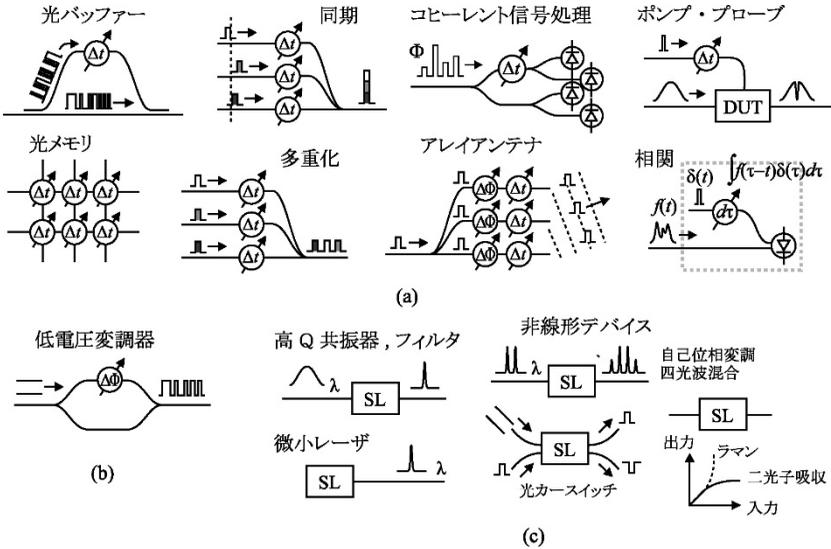


図 3・3 スローライトが有効となる様々な応用

(a) 可変遅延 Δt の応用. (b) 大きな位相変化 $\Delta\phi$ の応用. (c) 大きな内部光強度の応用. t や τ は時間, ϕ は位相, SL はスローライトデバイスを表す.

前節において、傾きの小さなバンドがスローライトを発生させると述べた。つまり、大きな一次分散 $dk/d\omega$ ($\omega = 2\pi c/\lambda$ は角周波数) がスローライトの源である。真空中の光速 c に対する減速度を表すのが群屈折率 $n_g \equiv c/v_g = c/(dk/d\omega)$ であり、フォトニック結晶導波路ではバンド端付近で 50 以上の大きな n_g が現れる。ただし、図 3・2 (b) が示すように、傾きが小さなバンドは帯域が狭い。スローライトによる遅延 Δt と周波数帯域 Δf には、導波路長 L 、中心周波数 $f = \omega/2\pi$ に対して以下の制約、いわゆる遅延帯域積とその規格化表現がある⁵⁾。

$$\Delta t \Delta f \cong \Delta n \frac{L}{\lambda}, \quad n_g \frac{\Delta f}{f} \cong \Delta n \quad (3 \cdot 1)$$

Δf は n_g や Δt と反比例するので、著しいスローライトや長い遅延は狭帯域でしか得られない。 $\Delta t \Delta f$ は理想的な導波路のバッファ能力に比例するので、 L のほかに Δn が重要となる。 Δn は帯域内でのモード等価屈折率の変化を表し、屈折率差が大きな材料で導波路を構成すると高められる。ただしその際、高次分散が同時に大きくなってしまふ点には注意する必要がある。高次分散があると光信号が広がるので、実際のバッファ能力が低下する。実効バッファ能力は、射出パルス幅 $\Delta\tau$ を用いて相対遅延 $\Delta t/\Delta\tau$ で評価されることが多い。また、以上はあくまで固定遅延の評価指数であり、多くの応用で期待されるのは Δt の可変性である。その場合も Δt を可変遅延幅と読み替えて、 $\Delta t/\Delta\tau$ で評価する必要がある。

前節で述べたフォトニック結晶導波路は、潜在的な Δn の最大値が約 0.7 であり、ほかのスローライトデバイスや分散性材料と比べて非常に大きい点で有利である。適度な帯域で高次分散

が抑制されたスローライトを実現するために、分散補償スローライト構造と低分散スローライト構造の2種類がある³⁾。前者では、結合導波路型構造などによりスローライト帯域と正/負の高次分散帯域を併せ持つバンドを発生させる。導波路に沿って構造パラメータを徐々にチャープさせると、最初の分散により光信号は広がるが、信号の各周波数成分が異なる位置でスローライトとなって一時的に遅延する。最終的には逆分散により最初の分散が打ち消され、元の信号が射出される。後者では、前節で述べた直線的なバンドによって、高次分散の少ないスローライトを発生させる。入射パルスは n_g の分だけ単純に空間圧縮され、導波路内部では変形せず

に伝搬する。分散補償スローライト構造では、チャープ量が多いとスローライトの帯域 Δf が広がり、式 (3.1) に従って Δt が減少する。つまり、チャープ量を外部制御できれば、 Δt を変えられる⁷⁾。結合導波路型構造を局所加熱し、スラブの屈折率をチャープさせたときの群遅延スペクトルの変化を図 3.4(a) に示す。加熱しないとき Δt が最大 110 ps のピークを示しており、導波路長が 280 μm なので $n_g = 118$ である。局所加熱するとスラブの屈折率が上昇し、スペクトルが長波長側にシフトしながらピークが広がり、分散補償された広帯域なスローライトとなる。 $P = 25 \text{ mW}$ のとき、波長帯域 12 nm ($\Delta f = 1.47 \text{ THz}$) でほぼ一定な $\Delta t = 37 \text{ ps}$ ($n_g = 40$) となり、遅延帯域積 $\Delta t \Delta f$ は 54 である。長さ 800 μm のデバイスでは $\Delta t \Delta f = 110$ も得られており、あらゆるスローライトの最高値となっている。また、図 3.4(b) はスローライトパルス伝搬の観測例である。ここでは、導波路長 400 μm に対して $\Delta \tau = 0.9 \text{ ps}$ の光パルスが入射で変形しておらず、分散補

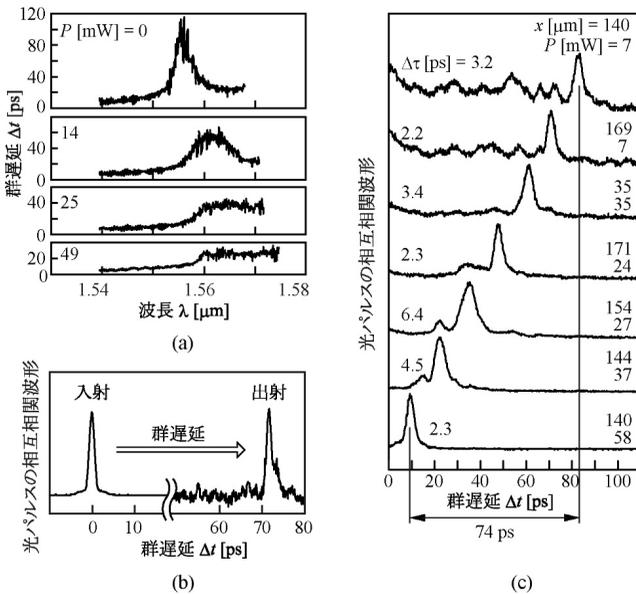


図 3.4 構造調整されたフォトニック結晶導波路による分散補償スローライトと可変遅延

(a) 加熱 (パワー P) による群遅延スペクトルの変化. (b) 導波路入射端での光パルス. 幅はいずれも 0.9 ps. (c) 局所加熱に対する光パルスの遅延の変化. x は加熱位置.

償が十分に行われていることが分かる。このときの $\Delta t = 72 \text{ ps}$ であり、相対遅延は80ビットである。図3・4(c)は加熱パワーを変えたときのパルスの可変遅延を表している。ここでは可変幅74 ps, 平均パルス幅3.3 psであり、22ビット分の可変遅延が得られたことに相当する。また、帯域を制限すると可変幅は最大110 psまで増大する。

一方、低分散スローライトは空間圧縮によって光強度が高まるため、大きな非線形効果が生じる⁸⁾。例えば、SOI基板上フォトニック結晶導波路では、Si自身がシリカガラスなどに比べて極めて大きな3次非線形係数を持つことに加え、コア断面積が単一モードシリカファイバに比べて500分の1程度と小さく光密度が高まるため、スローライトがなくても巨大な3次非線形が生じる。これを低分散スローライトにすると、更に n_g^2 に比例した増大が得られる。例えば、スローライト以外の帯域では $n_g \sim 5$ であるが、これと比べてスローライトで $n_g = 50$ が得られれば、単純計算で光強度は10倍、非線形は100倍となる。実際はモード分布がやや広がるため、実際の非線形増大は40倍程度にとどまるが、それでも十分に大きい。実際、一部の円孔の格子位置が微調整されたフォトニック結晶導波路で波長帯域3~6 nm, $n_g = 60 \sim 40$ が得られ、これに入射された $\Delta \tau \sim 2 \text{ ps}$ の光パルスが2 W程度の入力ピークパワーを持つとき、明快な二光子吸収による出力パワー飽和と自己位相変調によるスペクトル広がりが見られている。更にパワーを高めると、3次高調波発生による緑色発光が観測される⁹⁾。通常、緑色光はSiに素早く吸収されてしまうが、フォトニック結晶導波路はブラッグ回折によって短波長の光を導波路外に強く放射するため、このような光が観測されると考えられる。

■参考文献

- (1) J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, and R.D. Meade : "Photonic Crystal Molding the Flow of Light 2nd Ed.," Princeton University Press, Princeton, 2008.
- (2) T. Baba, N. Fukaya, and J. Yonekura : "Observation of light transmission in photonic crystal waveguides with bends," Electron. Lett., vol.35, no.8, pp.654-655, 1999.
- (3) M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama : "Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs," Phys. Rev. Lett., vol.87, no.25, pp.253902-1-4, 2001.
- (4) Y.A. Vlasov, M. O'Boyle, H.F. Hamann, and S.J. McNab : "Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides," Nature, vol.438, no.11, pp.65-69, 2005.
- (5) T. Baba : "Slow light in photonic crystals," Nature Photon., vol.2, no.8, pp.465-473, 2008.
- (6) F. Xia, L. Sekaric, and Y. Vlasov : "Ultracompact optical buffers on a silicon chip," Nature Photon., vol.1, no.1, pp.65-71, 2007.
- (7) J. Adachi, N. Ishikura, H. Sasaki and T. Baba : "Wide range tuning of slow light pulse in SOI photonic crystal coupled waveguide via folded chirping," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol.16, no.1, pp.192-199, 2010.
- (8) Y. Hamachi, S. Kubo and T. Baba : "Slow light with low dispersion and nonlinear enhancement in a lattice-shifted photonic crystal waveguide," Opt. Lett., vol.34, no.7, pp.1072-1074, 2009.
- (9) B. Corcoran, C. Monat, C. Grillet, D.J. Moss, B.J. Eggleton, T.P. White, L. O'Faolain, T.F. Krauss : "Green light emission in silicon through slow-light enhanced third-harmonic generation in photonic-crystal waveguides," Nature Photonics, vol.3, no.4, pp.206-210, 2009.

■S2 群-3 編-1 章

1-4 大面積フォトリック結晶レーザーの進展

(執筆者：Menaka De Zoysa, 吉田昌宏, 石崎賢司, 田中良典, 野田 進) [2018年12月受領]

半導体レーザーは、小型・安価・軽量・高効率という特徴を有するため、医療・情報通信をはじめとする様々な分野に広く用いられている。しかし、半導体レーザーの高出力化においては、光損傷を抑えるために発光面積を大きくする必要があるので、発光面積を拡大すると縦・横モードが多モード化し、ビーム品質が極端に劣化してしまうという課題を有している。そのため、各種金属・材料加工などの製造技術用途では、大がかりな気体レーザーや、半導体レーザーで励起した固体レーザー、ファイバレーザーが主に用いられている。小型・安価・軽量・高効率の特徴を有する半導体レーザーにおいて、高ビーム品質・高出力化を実現できれば、直接半導体レーザーを用いたコンパクト・高効率なレーザー加工が可能となり、加工分野において、大きなインパクトを与えると期待される。

そこで、我々は、高ビーム品質を保った状態で高出力化が可能な、新たな半導体レーザーとして、2次元フォトリック結晶の大面積バンド端共振器を導入した、フォトリック結晶面発光レーザー (Photonic Crystal Surface Emitting Laser : PCSEL) を提案・実証してきた^{1)~9)}。我々は、1999年に、PCSELの基本概念を提案するとともに、その基本実証に成功した¹⁾。その後、デバイス物理の詳細な理解と性能向上へのフィードバック^{2),3)}、加えて、出力ビームの偏光状態の制御やビーム形状の制御^{4),5)}、更には、短波長への展開⁶⁾、ビーム走査機能の付加^{7),8)}、高ビーム品質・高出力化^{9)~11)}、など、新たな可能性・機能性を実現し、従来の半導体レーザーの概念を越えた、フォトリック結晶レーザーの具現化と実用化に向けた取り組みを積極的に進めてきた。

本稿では、まず、PCSELの構造と動作原理を説明し、出力ビーム形状の制御⁵⁾、短波長化による青紫色への展開⁶⁾、また極最近の取り組みである高ビーム品質・高出力化^{9)~11)}など、PCSELの進展について紹介する。

1-4-1 フォトリック結晶レーザーの基本構造・発振原理

PCSELの模式図を図4・1(a)に示す。本構造では、共振器として用いる空気孔2次元フォトリック結晶を活性層付近に設けている。活性層と2次元フォトリック結晶が低屈折率のクラッド層で挟み込まれ、光が上下方向に閉じ込められながら、面内においてフォトリック結晶の作用を受ける。フォトリック結晶は、図4・1(b)に示すようなフォトリックバンド構造を有し、同図のバンド構造の特異点(バンド端)において、光の群速度が零になる、すなわち、結晶面内の様々な方向へ伝播する光波が互いに結合し、大面積コヒーレント共振作用が得られる。

本共振モードは、原理的にどのような大面積でも完全単一モードで動作可能であるため、PCSELは、従来の高出力半導体レーザーでは不可能であった、高ビーム品質を保ちつつ、その面積を拡大することを可能にする。また、面内波数がゼロとなる Γ 点のバンド端を用いることにより、レーザー光を面垂直方向へ放出させることが可能となり、面発光レーザーとして動作する。なお、本レーザーは、図4・1(a)のように、n型およびp型の電極を導入することによって、電流注入で動作可能である。

我々は、このような、PCSELの作製方法として、フォトリック結晶パターンの形成後に、ウ

エハ融着法¹⁾やMOVPEを用いた埋め込み再成長法^{9),12),13)}などにより,空孔を導入する手法を確立してきた。

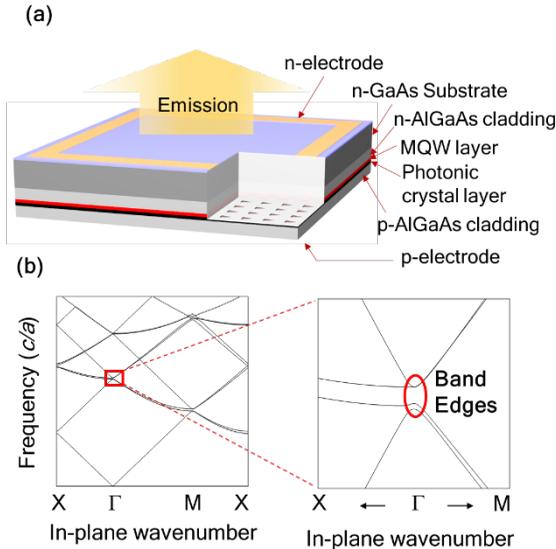


図4・1 (a)量子井戸活性層(MQW)近傍にフォトニック結晶を設けたフォトニック結晶レーザーの模式図, と(b)フォトニック結晶の分散関係(バンド構造)

1-4-2 フォトニック結晶レーザーの出力ビーム形状の制御

半導体レーザーでは,ビームパターン(遠視野像)は,発振面における電磁界分布のフーリエ変換となる。発振面の電磁界分布を適切に制御することによって,ビームパターンの制御が可能となる。我々は,PCSELにおけるビームパターンの制御方法として,フォトニック結晶の孔形状や格子点の位相などの制御を提案してきた⁵⁾。孔形状と格子点位相を変化させたときの,正方格子フォトニック結晶の Γ 点バンド端における電磁界分布の例を図4・2に示す。

図4・2(a)と(b)には,孔形状をそれぞれ,真円と正三角形にしたときの単位格子点内の電磁界分布を示す。同図より,真円の場合は,孔の中央を中心とした回転対称な電界が得られるのに対して,正三角形の場合は,格子点形状が x 方向に対して対称ではないため,電界の対称性も同様に崩れている。また,図4・2(d)~(g)には,フォトニック結晶面全体に対して,上下または左右方向に,一部の格子点間をシフトさせたときの電磁界分布を示す。比較として,図4・2(c)に,シフトを与えていないものも示す。図4・2(d)~(g)より,格子点間のシフトの導入によって,これらを境界とした隣り合う領域の電磁界に位相差が与えられることが分かる。

このように,フォトニック結晶の格子点の制御によって,面内の電磁界の制御が可能であることが分かる。

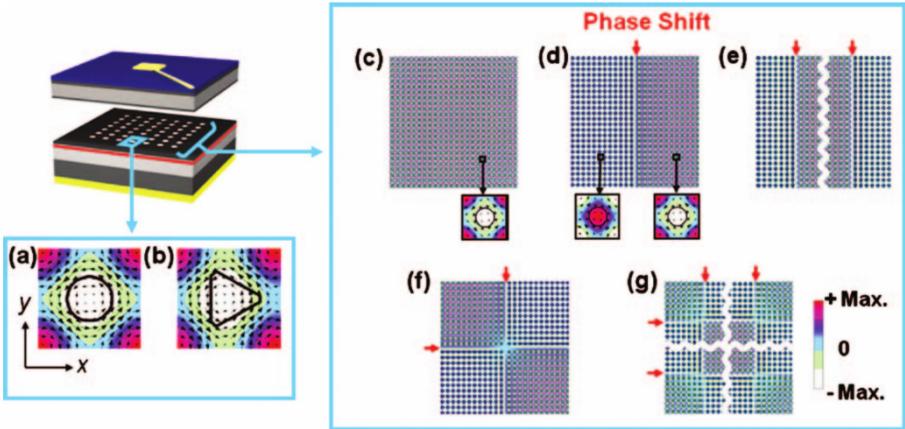


図 4.2 (a) 真円正方格子フォトニック結晶のバンド端における単位格子内の電磁界分布, (b) 正三角孔の場合の単位格子内の電磁界分布, (c) 真円の場合の広範囲における電磁界分布, (d)~(g) 位相シフトを与えた場合の電磁界分布

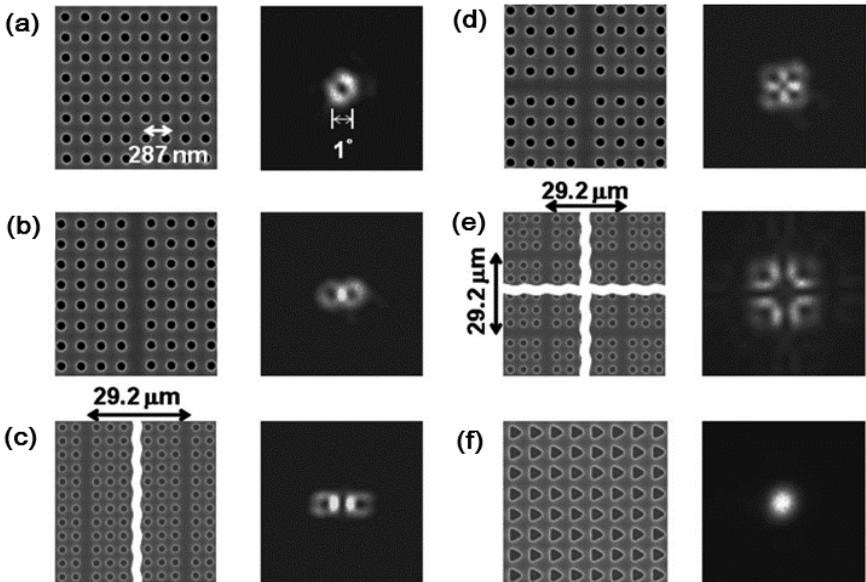


図 4.3 左側は形成したフォトニック結晶の SEM 写真, 右側は得られたビームパターン (遠視野像). (a) 位相シフトを与えていない真円の場合, (b)~(c) 異なる場所に位相シフトを与えた真円の場合, (f) 位相シフトを与えていない正三角孔

上記を踏まえ、作製した正方格子フォトニック結晶パターンの SEM 写真を図 4・3(a)~(f)の左に示す。本 PCSEL は、ウエハ融着法によって作製¹⁾しており、電流注入面積を $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ とした。作製した PCSEL において、安定な単一モード、室温連続発振が得られた。発振後の遠視野像を同図の右側に示す。図 4・3(a)の位相差を与えていない試料の遠視野像はドーナツビームとなり、ビーム広がり角が 1° 以下と狭い。ドーナツビームになるのは、図 4・2(a)の電磁界分において、電界が回転対称となり、孔によって回折された光の中心部分において、消失性干渉が起こるためであると説明できる。

一方、図 4・2(b)のように、三角孔の場合は、孔中心に対して、対称性が崩れているために、回折された光の中心部において、消失性干渉が起こらず、図 4・3(f)の実験結果のように、単峰性のビームが得られる。

このように、孔形状に非対称性を与えることは、面垂直方向への光取り出しのために重要であり、高出力化には不可欠である。また、発振領域内に位相差を与えると、放射された光の干渉状態が変化するために、図 4・3(b)~(e)のように、2重、4重のドーナツビームを得ることが可能となる。

1-4-3 青紫色領域への展開

青紫色領域の波長のレーザーは、金属への吸収率が高いため、高効率な金属加工などの応用において注目されている。加えて、照明、プロジェクタ、テレビなど多岐にわたる分野の応用も期待されている。我々は、GaN 材料系を採用し、フォトニック結晶レーザーの青紫色領域への展開を試みた⁶⁾。上述した近赤外線(波長 $\sim 1 \mu\text{m}$)の PCSEL の作製は、ウエハ融着法によって行ったが、GaN 系では、作製方法として、空孔を活性層付近に埋め込むことのできる結晶再成長法を開発した⁶⁾。

作製において、まず、n-GaN 基板の上に、n-AlGaIn のクラッド層を成長し、フォトニック結晶を形成するための n-GaN 層を成長した。その後、フォトニック結晶を形成し、有機金属気相成長法(MOVPE 法)を用いて、空孔が残るように、結晶再成長を行った。空孔中の結晶成長を抑制するために、孔の底面に SiO_2 を堆積し、かつ、再成長条件を調整している。その結果、図 4・4(a)のように、GaN 中に、フォトニック結晶空孔を埋め込むことに成功した。埋め込み再成長後、引き続き、InGaIn の MQW 層を成長し、p-AlGaIn のクラッド層を成長した。その後、n 側と p 側の電極を形成し、電流注入で動作可能な PCSEL デバイスを作製している。注入領域は、p 側の電極の大きさである、 $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ の領域である。

図 4・4(b)と(c)に、それぞれ、発振後の近視野像と遠視野像を示す。近視野像より、p 電極の周囲から発光が観測される。また、遠視野像より、大面積コヒーレント発振に由来した 1° 以下の狭い広がり角のビームが実現されていることが分かる。ビームパターンがドーナツ形状となっているのは、上述したように孔形状を円孔にしているためである。

現在、GaN 系の PCSEL の最適化に取り組んでおり、極最近、成長条件をより最適化することによって、孔の底面に SiO_2 の堆積を行わなくても、より均一に、空孔を残した状態で、結晶再成長を行うことも可能にした¹⁴⁾。今後、より優れた発振特性が期待できる。

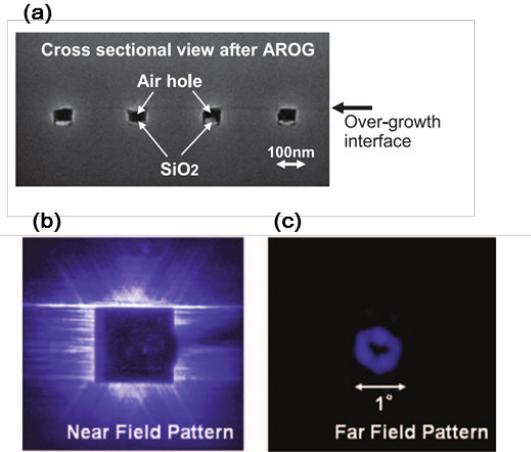


図 4・4 (a) 空孔の底面に SiO₂ を堆積し、空孔を埋め込んだ GaN 系の PCSEL の断面 SEM 写真, (b) 青紫 PCSEL の発振後の近視野像, (c) 遠視野像

1-4-4 高ビーム品質・高出力化

近年、レーザー加工、医療用途などに、高ビーム品質・高出力レーザーが注目されており、PCSEL への期待が高まっている。ここでは、近赤外線領域（波長 $\sim 1\mu\text{m}$ ）における、PCSEL の高出化について述べる。

このような PCSEL の作製には、空孔の埋め込み再成長法を用いた^{9),12),13)}。再成長を用いた作製法においては、不連続界面などが生じにくく、高出力動作時の発熱の影響が避けられると考えられる。また、高出力化においては、十分な外部への光取り出しが必要となる。そのため、上述したように、正方格子フォトニック結晶において、格子点に非対称性を導入する。下記では、まず、単一格子点フォトニック結晶バンド端共振器において、三角孔を用いて、非対称性を導入した結果について述べる。

試料作製においては、まず、MOVPE 法によって、n 型 GaAs 基板の上に、n 型 AlGaAs のクラッド層、InGaAs/AlGaAs の MQW、および、フォトニック結晶を形成するための p 型 GaAs 層を成長した。次に、p 型 GaAs 層に正方格子・直角二等辺三角孔形状のフォトニック結晶を形成した。エッチング後の表面 SEM 写真を図 4・5 (a) に示す⁹⁾。

ここでは、MQW の発光波長と Γ 点バンド端が一致するように、フォトニック結晶の格子定数は、287 nm とした。続いて、フォトニック結晶孔上に、MOVPE 法により、p 型 AlGaAs クラッド層と p-GaAs コンタクト層の結晶再成長を行った。ここでは、前述の GaN 系の PCSEL の埋め込み再成長法（図 4・4 (a)）と異なり、空孔底面に SiO₂ の堆積を行わずに、GaAs の結晶方位によって成長速度が異なることを利用することで、図 4・5 (b) のように、活性層付近に、空孔を残した状態での再成長を実現した⁹⁾。

最後に、電流注入面積が $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ になるように p 側電極を形成した。ここでは、p 電極に遮光されず、効率良く光を取り出すために、基板側に窓枠状の n 型電極を設け、p 側が下になるように、ヒートシンクへボンディングしている。

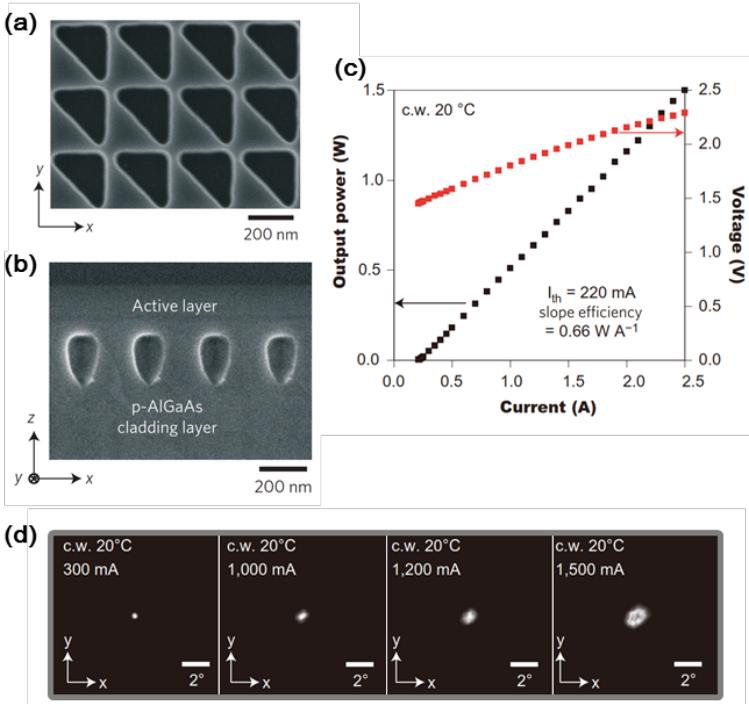


図 4・5 (a) 直角二等辺三角孔フォトニック結晶の表面 SEM 写真, (b) 空気孔埋め込み再成長後の断面 SEM 写真, (c) 室温連続発振時の光出力特性と電流電圧特性, (d) 様々な注入電流における遠視野像

図 4・5(c)には、室温連続発振時の光出力特性を示す。同図より、220 mA という低い閾値と、0.66 W/A という高い微分効率が得られており、最大 1.5 W の光出力を実現することに成功した。

図 4・5(d)には、様々な電流値における遠視野像を示す。同図より、広がり角が、 2° 以下と狭いことが分かる（電流 1.5 A）。また、光出力 0.5 W 時に、ビーム品質パラメータである M^2 を測定した結果、理想的なガウスビームに近いことが分かった。より高い光出力時には、遠視野像の広がり角度が大きくなっていることが観測されたが、これは、デバイス内の温度分布に起因する屈折率分布により生じると考えられ、このような温度分布を抑制（放熱の改善）、あるいは屈折率分布の補償ができれば、特性の更なる向上が期待される。

更に、極最近では、図 4・6(a)のような、単位格子内に、 x, y 方向に $1/4$ 波長ずつ離して 2 つの空孔を形成した 2 重格子点フォトニック結晶共振器が、更なる大面積においても、縦・横単一モードを維持するうえで、極めて有効であることを提案・実証している^{10,11)}。図 4・6(a)に示すように、本構造では、2 つの格子点それぞれにより 180° 方向へ回折される光の光路長差を、ちょうど共振器内の光の波長の半分とすることで、 180° 方向への回折光同士に打ち消しあいの干渉（消失性干渉）を生じさせることで、面内の光閉じ込め効果を適切に弱めることが可能

となる。その結果、発振領域の中央に分布する基本モードと比べ、発振領域の端部付近に分布する高次モードの面内損失を大きくすることができ、大面積においても、安定な基本モード発振が可能となる。

上記のような考え方をもとに設計を進め、2重格子点フォトニック結晶レーザーの作製を試みた。一例として、図4・6(b)に、発振領域 $\phi 500 \mu\text{m}$ (上述の ~ 5 倍の面積)においても、安定な発振が期待できる構造のSEM写真を示す(エッチング後の上面と、埋め込み再成長後の2重格子点それぞれの孔を通る断面)。なお、ここでは、面垂直方向へ効率良く放射が得られるように、孔同士に高さに差を設け、非対称性を導入している。

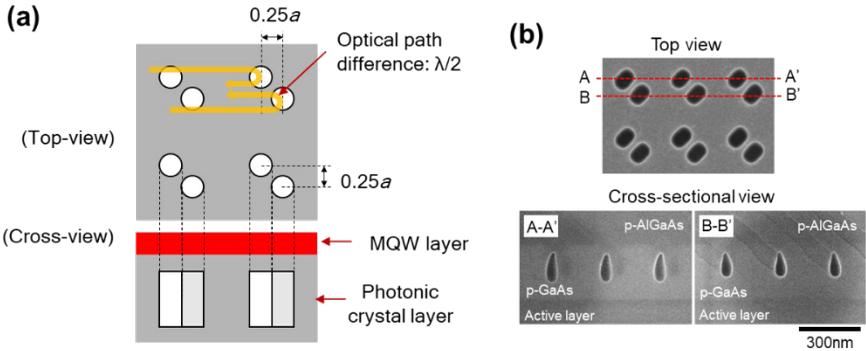


図4・6 (a)大面積動作に適した2重格子点フォトニック結晶共振器の模式図, (b)2重格子点フォトニック結晶のエッチング後の上面SEM写真と、埋め込み再成長後の断面SEM写真

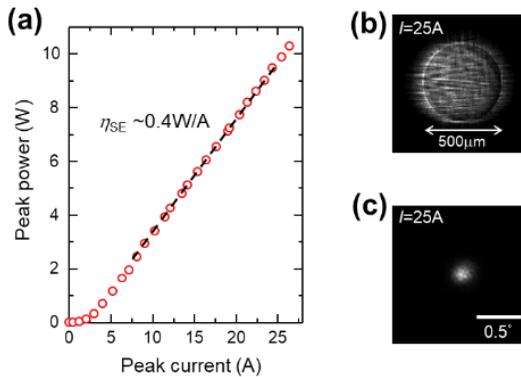


図4・7 (a)2重格子点フォトニック結晶共振器サイズ $\phi 500 \mu\text{m}$ を有するPCSELの光出力特性, (b)出力 $\sim 10 \text{ W}$ (電流25 A)時の近視野像, (c)出力 $\sim 10 \text{ W}$ (電流25 A)時の遠視野像

作製したデバイスのパルス駆動における光出力特性を図4・7(a)に示す。同図より、10 W以上の高出力を得られていることが分かる。また、図4・7(b)と(c)にそれぞれ、出力10 W(電流

25 A) 時の近視野像と遠視野像も示す。高出力 10 W において、近視野像より、全面からの発振が観測され、遠視野像より、極めて狭い発散角 (0.3° 以下) を有する対称なビームが得られていることが分かる。ビーム品質を評価した結果、10 W の高出力時においても、 M^2 が 2 以下の高ビーム品質であることが分かった。本 PCSEL の輝度 (単位面積, 単位立体角当たりの出力) を計算した結果、 $\sim 300 \text{ MWcm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ と、半導体レーザーとして、世界最大値が得られた。極最近の更なる展開として、室温連続発振動作と、 $\phi 1 \text{ mm}$ 以上への更なる大面積化なども行っている。

1-4-5 まとめ

以上、従来の半導体レーザーの概念を越えた PCSEL の進展について紹介した。まず、最初に、PCSEL 構造について説明し、フォトリック結晶の大面積 Γ 点バンド端共振状態を用いた大面積コヒーレント発振原理を説明した。次に、フォトリック結晶の格子点形状や格子点の位相などを制御することによって、出射ビームの制御ができることを述べた。例えば、正方格子フォトリック結晶において、真円孔形状の場合はドーナツビーム、三角孔形状の場合は単峰性のビームが実現できることなどを説明した。続いて、青紫の GaN 系 PCSEL の大面積コヒーレント発振に成功したことを述べ、下敷き無しの空孔再成長を用いた最近の取り組みについても述べた。

更には、近赤外領域において、単一格子点フォトリック結晶共振器を有する $200 \mu\text{m}$ サイズの高ビーム品質・高出力 PCSEL の開発を行い、高ビーム品質ワット級連続発振を実現したことについて説明した。加えて、より大面積動作に適した新たな 2 重格子点フォトリック結晶共振器を提案し、 $\phi 500 \mu\text{m}$ サイズのデバイスを作製し、高出力 10 W においても、 0.3° 以下と極めて狭い発散角 (ビーム品質: $M^2 < 2$) の高出力・高ビーム品質レーザーの実現に成功したことも述べた。

このような優れた特性・性能を有する PCSEL は、新型半導体レーザーとして、高ビーム品質・高出力レーザーが要求されるレーザー加工に加え、自動走行用リモートセンシング (LiDAR) や照明 (青紫領域) など、多岐にわたる分野に応用できると考えられる。

謝辞

元京都大学の今田氏、元京都大学の酒井氏、元ローム株式会社の大西氏、元京都大学研究員の宮井氏および松原氏、元京都大学博士課程学生の梁氏、浜松ホトニクス株式会社の渡邊氏及び廣瀬氏に感謝する。本研究の一部は、JST-ACCEL 及び文部科学省最先端の光の創成を目指したネットワーク研究拠点プログラム (融合光新創生ネットワーク) の支援を受けた。

参考文献

- 1) M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, T. Tokuda, M. Murata, and G. Sasaki : Appl. Phys. Lett. vol.75, 316, 1999.
- 2) M. Imada, A. Chutinan, S. Noda, and M. Mochizuki : Phys. Rev. B, vol.65, 195306, 2002.
- 3) K. Sakai, E. Miyai, T. Sakaguchi, D. Ohnishi, T. Okano, and S. Noda : IEEE Journal of Selected Area in Communications, vol.23, 1330, 2005.
- 4) S. Noda, M. Yokoyama, M. Imada, A. Chutinan, and M. Mochizuki : Science, vol.293, 1123, 2001.
- 5) E. Miyai, K. Sakai, T. Okano, W. Kunishi, D. Ohnishi, and S. Noda : Nature, vol.441, 946, 2006.
- 6) H. Matsuura, S. Yoshimoto, H. Saito, Y. Jianglin, Y. Tanaka, and S. Noda : Science, vol.319, 445, 2008.

- 7) Y. Kurosaka, S. Iwahashi, Y. Liang, K. Sakai, E. Miyai, W. Kunishi, D. Ohnishi, and S. Noda : Nature Photonics, vol.4, 447, 2010.
- 8) S. Noda, K. Kitamura, T. Okino, D. Yasuda, and Y. Tanaka : IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol.23, 6, 4900107, 2017.
- 9) K. Hirose, Y. Liang, Y. Kurosaka, A. Watanabe, T. Sugiyama, and S. Noda : Nature Photonics, vol.8, 406, 2014.
- 10) M. Yoshida, M. De Zoysa, K. Ishizaki, Y. Tanaka, R. Hatsuda, M. Kawasaki, B-S. Song, and S. Noda : SF1G.3 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, California, 2018.
- 11) M. De Zoysa, M. Yoshida, K. Ishizaki, B-S. Song, Y. Tanaka, R. Hatsuda, S. Fukuhara, and S. Noda : WB2, 2018 IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC), Santa Fe New Mexico, 2018.
- 12) M. Yoshida, M. Kawasaki, M. De Zoysa, K. Ishizaki, R. Hatsuda, and S. Noda : Applied Physics Express, vol.9, 062702, 2016.
- 13) M. De Zoysa, M. Yoshida, M. Kawasaki, K. Ishizaki, R. Hatsuda, Y. Tanaka, and S. Noda : IEEE Photon. Tech. Lett. vol.29, pp.1739-1742, 2017.
- 14) 小泉朋朗, 江本 溪, 園田純一, De Zoysa Menaka, 田中良典, 野田 進 : 第 64 回応用物理学会春季学術講演会, 15a-E205-8, 2017.