室蘭工業大学
学術資源アーカイブ
Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive

完全PBGを有するエアリング型フォトニック結晶の寸法最適化による検討

メタデータ	言語: jpn 出版者: 電子情報通信学会 公開日: 2017-09-26 キーワード (Ja): フォトニック結晶, 完全フォトニックバンドギャップ, エアリング型格子 キーワード (En): photonic crystal, absolute photonic band gap, air ring type lattice 作成者: 佐藤, 克将, 辻, 寧英 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/00009458

社団法人　電子情報通信学会
THE INSTITUTE OF ELECTRONICS,
INFORMATION AND COMMUNICATION ENGINEERS

信学技報
TECHNICAL REPORT OF IEICE.

完全PBGを有するエアリング型フォトニック結晶の寸法最適化による検討

佐藤　克将† 　辻　　寧英†

† 室蘭工業大学情報電子工学系専攻　〒 050–8585 北海道室蘭市水元町 27-1
E-mail: †{16043023,y-tsuji}@mmm.muroran-it.ac.jp

あらまし　フォトニック結晶 (PhC) はフォトニックバンドギャップ (PBG) をはじめとする様々な特異な性質を有することから，PhC を利用した小型で高性能な光デバイスの実現のための研究が活発に行われている．平面光波回路への応用が期待されるスラブ型 PhC では，通常 TE 波あるいは TM 波のいずれかにのみ PBG が存在するが，PhC 構造を工夫することで同一周波数帯で両方の偏波に対して PBG が存在する完全 PBG を実現することができる．本研究では，エアホール型と誘電体ロッド型の複合格子であるエアリング型 PhC を考え，より広帯域な完全 PBG を実現するための寸法最適設計を行っている．完全 PBG を有する PhC を用いることで，TE，TM 両方の偏波に対して動作するデバイスを実現することが可能であり，様々な光デバイスへの応用が期待される．

キーワード　フォトニック結晶，完全フォトニックバンドギャップ，エアリング型格子

Study on absolute photonic band gap in air ring type photonic crystal slab using size optimization

Katsumasa SATOH† and Yasuhide TSUJI†

† Muroran Institute of Technology　Mizumoto 27–1,
Muroran, Hokkaido, 050–8585 Japan
E-mail: †{16043023,y-tsuji}@mmm.muroran-it.ac.jp

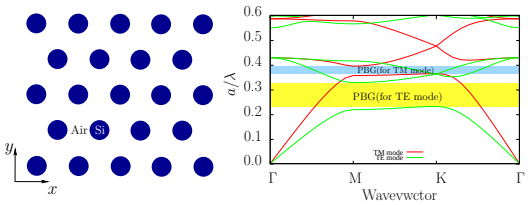
Abstract　Phptonic crystal (PhC) has various attractive properties represented by photonic band gap(PBG). PhCs are studied to realize compact and high-performance optical devices. A slab-type PhC typically have PBG for either TE or TM polarization and it is expected for application to planar lightwave circuit(PLC). Absolute PBG can be realized for both polarizations in same frequency band by modifying conventional PhC structure. In this study, we consider air ring type PhC which is a compound lattice with air hole and rod type. In addition, we design PhC structure for realizing broadband absolute PBG by using size optimization. It is possible to realize devices which operates for TE and TM polarization by using PhC with absolute PBG.

Key words　photonic crystal, absolute photonic band gap, air ring type lattice

1. ま え が き

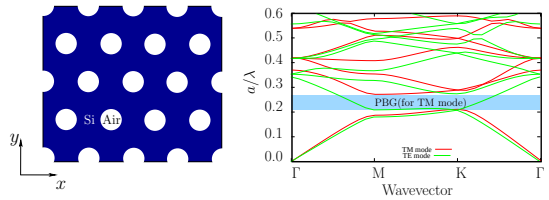
光デバイスの小型化・高性能化を目指して，フォトニック結晶 (Photonic Crystal; PhC) の研究が盛んに行われている．フォトニック結晶は構造を工夫することで光波の禁制帯であるフォトニックバンドギャップ (Photonic Band Gap; PBG) を得られるが，スラブ型 PhC には強い偏波依存性があるため，誘電体ロッド型 PhC では TE 波のみに，エアホール型 PhC では TM 波のみにというように，通常，直交偏波 (TE 波と TM 波) の片方にのみ PBG が現れる．そうしたなか，TE，TM 両方の偏波に対する完全 PBG を有する PhC [1]- [3] が提案されている．しかしながら，その多くは周期に垂直な面外方向に構造が無限大である 2 次元 PhC を想定しており，実際の応用のためにはスラブ厚みを考慮した 3 次元構造としての解析・設計が必須と考えられる．

本研究では，誘電体ロッド型 PhC と誘電体エアホール型 PhC の両方の性質を合わせ持つような複合格子としてエアリング型 PhC [4] を考え，より広帯域な完全 PBG を実現するための構造の寸法最適化を行っている．また，最適化された PhC の導波路応用についても検討を行っている．なお，PBG および導波モードの解析には，複雑な導波路形状への適用性に優れた辺要素に基づくフルベクトル有限要素法 (Finite Element Method ;



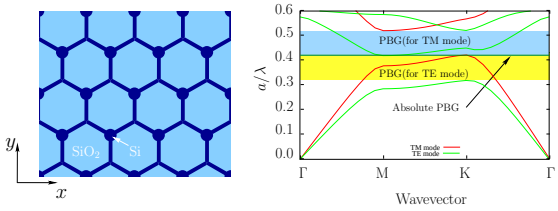
(a) PhC 構造　　(b) 2 次元 PhC の分散曲線

図 1　誘電体ロッド型 PhC



(a) PhC 構造　　(b) 2 次元 PhC の分散曲線

図 2　エアホール型 PhC



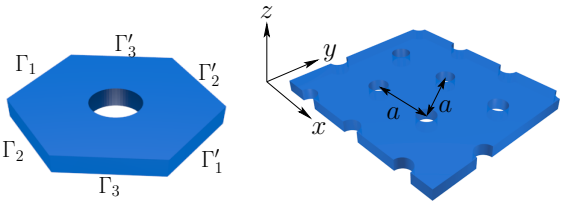
(a) PhC 構造　　(b) 2 次元 PhC の分散曲線

図 3　ステアリング型 PhC

FEM) を用いている．

2.　フォトニック結晶の PBG

2 次元平面内にのみ周期性を有する 2 次元 PhC の代表的な構造にはロッド型あるいはエアホール型があり，それらを用いた PhC デバイスが最も広く検討されている．一般にロッド型 [5] では，電界がロッドに平行な TE 偏波に PBG が開きやすく，エアホール型 [6] では磁界がホールに平行な TM 偏波に PBG が開きやすいことが知られている．図 1，図 2 にそれぞれ周期平面に垂直な方向への構造変化がないとした 2 次元三角格子 PhC のフォトニックバンド図を示す．ここでは，格子定数を a として，ロッドあるいは空孔の半径を $r/a = 0.29$，媒質の比誘電率を $\varepsilon_{\mathrm{Si}} = 3.4^2$，$\varepsilon_{\mathrm{Air}} = 1$ としている．ロッド型 PhC では両方の偏波に PBG が存在しているがその周波数帯は異なっている．一方，エアホール型 PhC [6] では TM 偏波にしか PBG が存在しないことがわかる．同一周波数帯に両方の偏波の PBG が現れる構造の提案もこれまでに種々なされているが，その中でも図 3 に示すステアリング型 PhC はロッド型とエアホール型の複合格子であり，両方の性質を組み合わせることで完全 PBG を実現している [1]．図は，ロッド半径を $r/a = 0.13$，ワイヤーの幅を $d/a = 0.08$，ロッドおよびワイヤーの比誘電率を $\varepsilon_{\mathrm{Si}} = 3.4^2$，スラブを $\varepsilon_{\mathrm{SiO_2}} = 1.45^2$ としたときのフォトニックバンド図を示している．両方の偏波とも第一バンドと第二バンドの間に PBG が開き，その一部の帯域が重なり完全 PBG が形成されていることがわかる．この PBG はスラブ厚みが有限な場合の方が重なりが大きくなり，最適なパラメータを選択す



(a) 単位セル　　(b) 周期構造

図 4　三角格子エアホール型 PhC

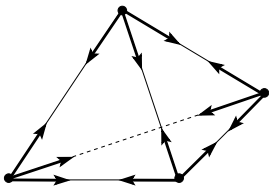


図 5　四面体エッジ要素

ることで，中心波長 1.55 μm で波長帯域幅 100 nm 程度の完全 PBG が得られることが報告されている [1]．しかしながら，このステアリング型 PhC は通常の三角格子 PhC と比べて結晶の対称性が低い 3 回対称であり，導波路設計の自由度が低いと考えられる．そのため，本研究では，通常の三角格子 PhC と同じ 6 回対称性を持つエアリング型 PhC [4] を考え，より広い完全 PBG を有する PhC の構造パラメータを見出すとともに，その導波路応用について検討する．

3.　3 次元フルベクトル有限要素法

本章ではスラブ型 PhC の解析に用いる FEM の定式化を行う．本章を通して，PhC は図 4 に示すように xy 面内に周期性を持ち，z 方向に全反射による光の閉じ込めを有するスラブ型 PhC を考える．

PhC 中を角周波数 ω で定常伝搬する光波の振る舞いを表すベクトル波動方程式は，マクスウェル方程式より次式で表される．

$$\nabla \times (p\nabla \times \boldsymbol{\Phi}) - k_0^2 q \boldsymbol{\Phi} = 0 \tag{1}$$

ここに k_0 は自由空間波数であり，$\boldsymbol{\Phi}$，p，q および対応する電磁界成分 $\boldsymbol{\Psi}$ は未知変数 $\boldsymbol{\Phi}$ を電界 $\boldsymbol{E}$ とするか磁界 $\boldsymbol{H}$ とするかにより以下のように与えられる．

$$p = 1, \quad q = n^2, \quad \Psi = \sqrt{\mu_0}\boldsymbol{H} \quad \text{for} \quad \boldsymbol{\Phi} = \sqrt{\varepsilon_0}\boldsymbol{E}$$
$$p = 1/n^2, \quad q = 1, \quad \Psi = -\sqrt{\varepsilon_0}\boldsymbol{E} \quad \text{for} \quad \boldsymbol{\Phi} = \sqrt{\mu_0}\boldsymbol{H}$$

ここに ε_0 および μ_0 はそれぞれ真空の誘電率および透磁率であり，n は屈折率分布を表す．

このとき，構造の周期性を考慮すると，ブロッホの定理に基づく周期境界条件は以下のように書ける．

$$\boldsymbol{\Phi}_t|_{\Gamma_i'} = \exp\{-j\,(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{n}_i)\,a_i\}\,\boldsymbol{\Phi}_t|_{\Gamma_i} \tag{2}$$
$$\boldsymbol{\Psi}_t|_{\Gamma_i'} = \exp\{-j\,(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{n}_i)\,a_i\}\,\boldsymbol{\Psi}_t|_{\Gamma_i} \tag{3}$$

ここで，下添字 t は境界に対する接線電磁界であることを表し，

$\boldsymbol{k}$ は面内波数，$\boldsymbol{n}_i$ および a_i は周期境界 Γ_i から Γ_i' に向かう単位ベクトルおよびその間の距離である．

いま，解析領域を図 5 に示すような四面体エッジ要素を用いて分割し，各要素内で電磁界ベクトルは以下のように近似する．

$$\boldsymbol{\Phi}=\left(\{U\}^T\boldsymbol{i}_x+\{V\}^T\boldsymbol{i}_y+\{W\}^T\boldsymbol{i}_z\right)\{\Phi\}_e=\{\boldsymbol{N}\}^T\{\Phi\}_e \quad (4)$$

ここに $\{U\}$，$\{V\}$，$\{W\}$ はそれぞれエッジ要素の x，y，z 方向に対する形状関数を表す．式 (4) を式 (1) に代入し，標準的な FEM を適用すると以下の式が得られる．

$$\left([K]-k_0^2\,[M]\right)\{\Phi\}=\{u\} \quad (5)$$

$$[K]=\sum_e\iiint_e(\nabla\times\{\boldsymbol{N}\})\cdot\left(p\nabla\times\{\boldsymbol{N}\}^T\right)dxdydz \quad (6)$$

$$[M]=\sum_e\iiint_e\{\boldsymbol{N}\}\cdot\left(q\{\boldsymbol{N}\}^T\right)dxdydz \quad (7)$$

$$\{u\}=-jk_0\sum_{\Gamma_i}\iint_{\Gamma_i}\{\boldsymbol{N}\}_\Gamma\cdot(\boldsymbol{i}_n\times\boldsymbol{\Psi})\,|_{\Gamma_i}\,dS \quad (8)$$

ここに $\boldsymbol{i}_n$ は要素境界の外向き単位法線ベクトルである．式 (5) の右辺ベクトルは Γ_i，Γ_i' に関する成分のみをもつが，周期境界条件 (2)，(3) を考慮するとそれらを消去することができ，最終的に以下の一般化固有値方程式が得られる．

$$\left([\tilde{K}]-k_0^2[\tilde{M}]\right)\{\Phi\}=\{0\} \quad (9)$$

ここに $[\tilde{K}]$，$[\tilde{M}]$ はそれぞれ周期境界条件を適用して $[K]$，$[M]$ から Γ_i' に関する行と列を消去した行列である．

4. 完全 PBG を有するエアリング型フォトニック結晶の設計

本章では，完全 PBG を有する PhC として図 6 に示すエアリング型格子 [4] を考え，寸法最適化を行い広帯域な完全 PBG を有する PhC の構造について検討を行う．第 2 章でも述べたように，エアホール型 PhC は磁界がスラブ平面に垂直な TM 偏波に対して PBG が開きやすく，ロッド型 PhC は電界がスラブ平面に垂直な TE 偏波に対して PBG が開きやすい．したがって，これらを組み合わせた図 6 に示すエアリング型 PhC は両方の性質を併せ持ち，完全 PBG の実現が期待される．ここでは，材料の比誘電率はシリコンを $\varepsilon_{\mathrm{Si}}=3.4^2$，空気を $\varepsilon_{\mathrm{Air}}=1$ としている．構造の最適化は，格子定数を a として，空孔半径 R/a，ロッド半径 r/a，ロッド高さ h/a，スラブ厚み t/a の 4 つのパラメータに対して行っている．具体的には，各パラメータに初期解を与え，4 つのうち 3 つのパラメータを固定して残り 1 つのパラメータの最適値を求めるという手順を，最適化するパラメータを順次変えながら解が収束するまで繰り返すという方法により寸法最適化を行った．なお，最適化に際しては隣接空孔同士がつながらないように $R/a<0.5$，空孔が塞がらないように $r<R$ としている．また，ロッドの高さは $h/a\leqq 1.2$ としているが，これはロッドの高さが高くなり過ぎると，ロッドに光が局在化する高次モードが生じ，得られる PBG 帯域が狭くなるためである．ここでは，r/a，R/a，t/a，h/a の順に

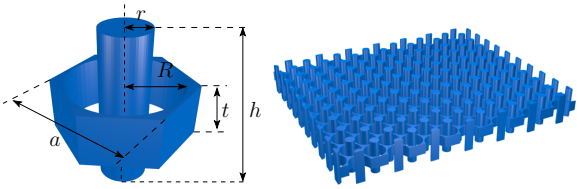
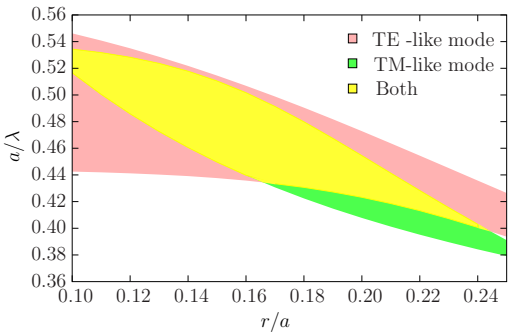
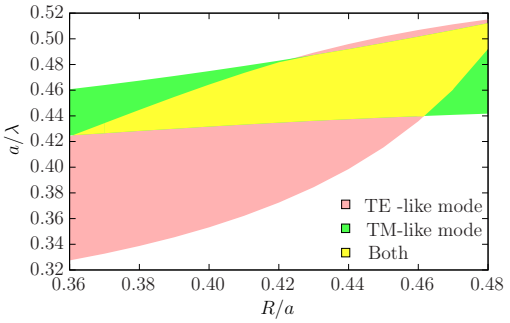


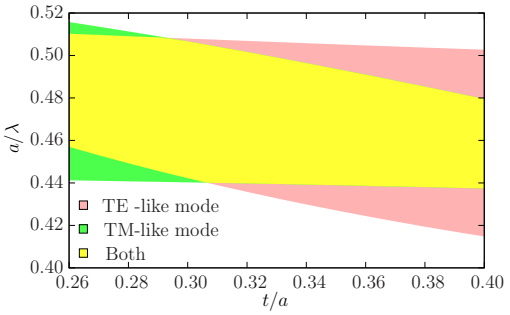
図 6　エアリング型 PhC の単位セルおよび結晶構造



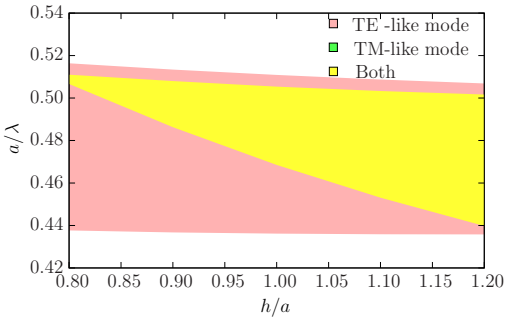
(a) ロッド半径依存性 ($R/a=0.46, t/a=0.32, h/a=1.2$)



(b) エアホール半径依存性 ($r/a=0.16$, $t/a=0.32$, $h/a=1.2$)



(c) スラブ厚み依存性 ($r/a=0.16, R/a=0.46, h/a=1.2$)



(d) ロッド高さ依存性 ($r/a=0.16$, $R/a=0.46$, $t/a=0.32$)

図 7　エアリング型 PhC の PBG の各構造パラメータ依存性

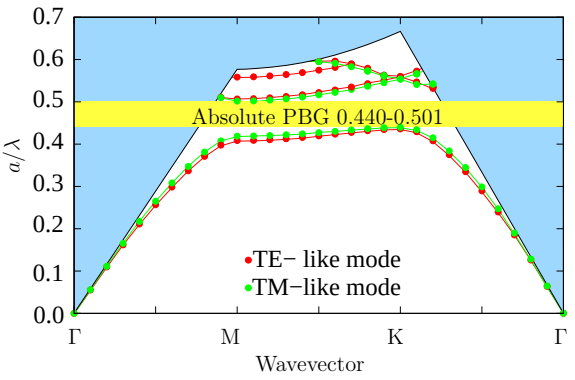


図 8　エアリング型 PhC のフォトニックバンド図 ($r/a = 0.16$, $R/a = 0.46$, $t/a = 0.32$, $t/a = 1.2$)

パラメータの最適化を繰り返した．

完全 PBG を最大化するこの最適化により求まった構造パラメータは $r/a = 0.16$，$R/a = 0.46$，$t/a = 0.32$，$h/a = 1.2$ であった．図 7 に最適な構造パラメータ付近で個々のパラメータを変化させたときの PBG の変化の様子を示している．図 7(a) に示すように，**この範囲ではロッド半径が小さいほど誘電体ロッドの性質が強くなるため TE 波のバンドが広くなることがわかる．一方，TM 波に対してはロッド半径が小さくなると空孔面積が増大するためバンドが広くなると考えられるが，実際にはロッド半径が小さくなり過ぎても PBG 帯域が狭くなることがわかる．これは結晶内の空気充填率が関係していると考えられ，これまでに，エアホール型 PhC が空気充填率の最適値をもつことが報告されている [9]．したがって，ロッド半径が小さくなり過ぎると PGB 帯域が狭くなるのは空気充填率が最適値よりも高いためであると考えられる．**次に，空孔半径 R/a を変化させた図 7(b) を見ると，空孔半径が大きくなるにつれてエアホールとしての性質が強くなり TM 波に対する PBG が広がるが，逆に TE 波に対する PBG が狭くなることがわかる．**スラブ厚さ t/a に関しては，図 7(c) からわかるとおり，スラブ厚さが厚い方が TM 波の PBG が狭く，TE 波の PBG が広くなっている．スラブ厚さが厚くなる方が 2 次元構造に近づき TM 波のバンドが広くなるように予想されるが，この結果は逆になっていることがわかる．**最後に，ロッド高さ t/a 依存性を見ると，図 7(d) からわかるとおり，エアホールの効果により生じる TM 波の PBG にはあまり影響せず，ロッドが高くなるにつれて TE 波のバンドが広くなっていることがわかる．

このときの最適構造に対するフォトニックバンド図を図 8 に示す．図より，規格化周波数にして $0.440 \leqq a/\lambda \leqq 0.501$ の帯域に完全 PBG が得られていることがわかる．このとき，中心波長を $\lambda = 1.60\ \mu$m とすると 208 nm の波長帯域に相当し，光の (C+L+U)-band の広い波長帯域での応用が期待される．

5. スラブ型フォトニック結晶導波路の設計

前章において，エアリング型 PhC 結晶が広帯域な完全 PBG を有することを確認した．PhC は様々な光デバイスへの応用がこれまでに提案されているが [7], [8]，ここでは周期構造の一部に欠陥を設けることで欠陥中に光を導波させる PhC 導波路への応用について考える．ここでは，線欠陥として導波路に相当するセルを Si で埋め，中央に空気のスリットを設けた図 9 に示すような PhC 導波路を考える．空気スリットの幅 d は導波モード分散曲線が完全 PBG 帯域に入るように調整する．解析はフォトニックバンド解析の場合と同じフルベクトル FEM を用いており，構造の周期性を考慮して図に示す伝搬方向の 1 周期分の構造に対して解析を行なっている．図 10 に，$d/a = 0.2$ としたときの導波モード分散曲線を示す．図より，両方の偏波モードが完全 PBG 帯域内に存在することがわかる．図 11 に $\beta a/2\pi = 0.48$ のときの TE-like モード，TM-like モードの固有モード界分布を示す．ここでは電磁界の主要な成分として，図 11(a) は電界の z 成分，図 11(b) は磁界の z 成分を示している．図より，TE-like モードはバンド端に近いため，TM-like モードと比べて閉じ込めが弱く見えるが，両偏波に対して光波が欠陥部に閉じ込められていることがわかる．ここで設計した導波路は TE-like モードと TM-like モードの動作波長が異なっているが，動作波長は導波路部に設けたスリット幅により変えることができるので，スリット幅の異なる導波路を方向性結合器として用い，導波路間の構造を深さ方向に非対称化することで，TE-like モードと TM-like モードの間のモード変換器の実現が期待される．しかしながら，ここで提案した導波路は動作波長が狭く広い完全 PBG 帯域を十分に活用できていないため，導波路応用への可能性をより広げるためには，より広帯域で動作する導波路構造や同一波長帯で両方の偏波モードが動作する導波路構造の検討が必要である．

6. ま と め

完全 PBG を有するスラブ型 PhC としてエアリング型 PhC 構造を提案し，完全 PBG を最大化するための寸法最適設計を行なった．得られた PhC は (C+L+U)-Band に渡る広い完全 PBG を有し，この帯域でのデバイス応用が期待される．デバイス応用の一例として，この PhC の導波路応用についても検討を行い，導波路構造を工夫することで両方の偏波ともに完全 PBG 内で導波モードが存在できることを確認した．しかしな

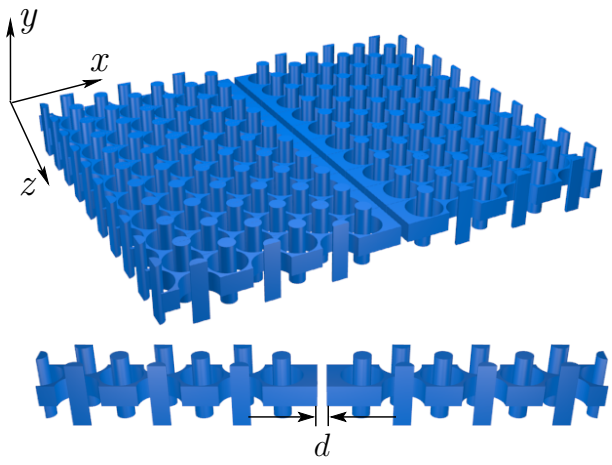


図 9　エアリング型 PhC 導波路

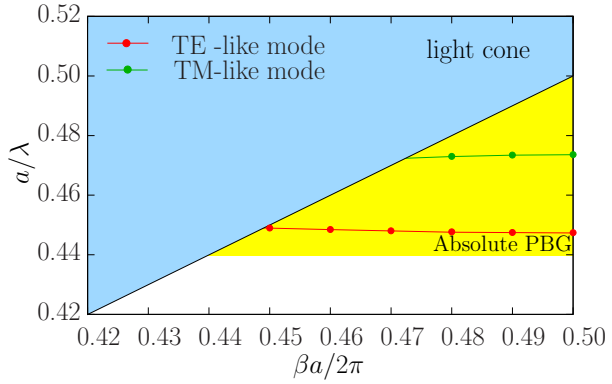
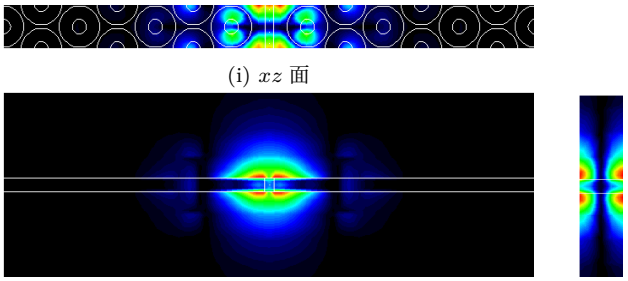


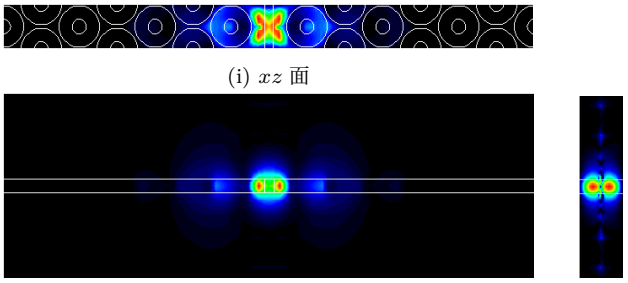
図 10　エアリング型 PhC 導波路の分散特性



(i) xz 面

(ii) xz 面　　(iii) xy 面

(a) TE-like モード ($a/\lambda = 0.4477$)



(i) xz 面

(ii) xz 面　　(iii) xy 面

(b) TM-like モード ($a/\lambda = 0.4730$)

図 11　エアリング型 PhC 導波路の固有モード界分布 ($\beta a/2\pi = 0.48$)

がら，ここで提案した導波路構造では，両方の偏波の動作帯域が異なるため，同一周波数帯で両方の偏波が導波できる導波路についても検討が必要である．今後はエアリング型 PhC を利用した光デバイスの設計とより広帯域な完全 PBG を有する PhC 構造の検討を行う予定である．

文　　献

[1] 野澤 広大，辻 寧英，“完全 PBG を有するスラブ型 PhC を用いた単一モード単一偏波 PhC 導波路に関する検討，” 電子情報通信学会ソサイエティ大会，C-15-4，Sept. 2015

[2] T. F. Khalkhali, B. Rezaei and M. Kala, “Enlargement of absolute photonic band gap in modified 2D anisotropic annular photonic crystals,” *Opt. Communi.*, Vol. 284, No. 13, pp. 3315–3322, June 2011.

[3] D. Liu, Y. Gao, A. Tong and S. Hu,“Absolute photonic band gap in 2D honeycomb annular photonic crystals,” *Phys. Lett. A*, Vol. 379, No. 3, pp. 214–217, Jan. 2015.

[4] A. Saynatjoki, M.Mulot, J.Ahopelto and H.Lipsanen, “Dispersion engineering of photonic crystal waveguides with ring-shaped holes,” *Opt. Express*, Vol. 15, No. 13, pp. 8323–8328, June 2007.

[5] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, “Lienr waveguides in photonic-crystal slabs,” *Phys. Rev. B*, Vol. 62, No. 12, pp. 8212–8222, Sept. 2000.

[6] A. Chutian and S. Noda, “Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 62, No. 7, pp. 4488–4492, Aug. 2000.

[7] J. R. Burr and , “Zero-coupling-gap degenerate band edge resonators in silicon photonics,” *Opt. Express*, Vol. 23, No. 24, pp. 30933–30942, Nov. 2015.

[8] Y. Zhuang, K. Ji, W. Zhou and H. Chen, “Design of a DWDM Multi/Demultiplexer Based on 2-D Photonic Crystals,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 28, No. 15, pp. 1669–1672, Aug. 2016.

[9] J. Hou, S. Citrin, H. Wu, D. Gao, Z. Zhou and S. Chen, “Slab-Thickness Dependence of Photonic Bandgap in Photonic-Crystal Slabs,” *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 18, No. 6, pp. 1636–1642, Nov. 2012.