

偶极子位置及偏振对激发光子晶体 H1 微腔的影响

赵彦辉 钱琛江 唐静 孙悦 彭凯 许秀来

Effects of location and polarization of a dipole source on the excitation of a photonic crystal H1 cavity

Zhao Yan-Hui Qian Chen-Jiang Tang Jing Sun Yue Peng Kai Xu Xiu-Lai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 134206 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.134206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

一种基于共享孔径 Fabry-Perot 谐振腔结构的宽带高增益磁电偶极子微带天线

[Design of a broadband and highgain shared-aperture fabry-perot resonator magneto-electric microstrip antenna](#)

物理学报.2016, 65(13): 134205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134205>

二维函数光子晶体

[Two-dimensional function photonic crystal](#)

物理学报.2016, 65(13): 134207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134207>

光子晶体理论研究的新方法 -----混合变分法

[A powerful method to analyze of photonic crystals: mixed variational method](#)

物理学报.2016, 65(12): 124206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.124206>

表层厚度渐变一维耦合腔光子晶体的反射相位特性及其应用

[Reflection phase characteristics and their applications based on one-dimensional coupled-cavity photonic crystals with gradually changed thickness of surface layer](#)

物理学报.2016, 65(7): 074201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074201>

等离子体填充金属光子晶体 Cherenkov 辐射源模拟研究

[Simulation of cherenkov radiation oscillation in a plasma-filled metallic photonic crystal](#)

物理学报.2016, 65(7): 074208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074208>

偶极子位置及偏振对激发光子晶体 H1 微腔的影响*

赵彦辉 钱琛江 唐静 孙悦 彭凯 许秀来†

(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

(2016年1月31日收到; 2016年4月14日收到修改稿)

光子晶体微腔和量子点的集成是实现量子信息处理非常具有潜力的平台之一, 利用微腔和量子点的耦合可以制备纠缠光子对, 实现对量子态的操控. 因为光子晶体微腔具有品质因子高、模场体积小等优点, 可以极大地增强光与物质之间的相互作用, 从而易于实现量子态在不同物理体系之间的转换. 通过单量子点和光子晶体 H1 微腔的耦合可以产生纠缠光子对, 因为 H1 微腔具有简并的、模式偏振正交的基态模式. 通常微腔模式的激发随着量子点在微腔中的位置变化而改变, 本文用时域有限差分方法研究了偶极子光源的位置及偏振对激发光子晶体 H1 微腔模式的影响. 结果表明: 通过改变偶极子光源位置可以选择性地激发 H1 微腔简并模式中的一个; 具有某一偏振的偶极子光源只能激发相应偏振的微腔模式; 模式激发强度的大小也是由偶极子光源在微腔中的位置决定的. 鉴于目前量子点在微腔中的位置尚不能精确控制, 所以微腔模式受激发光源位置的影响的研究具有重要意义.

关键词: 光子晶体微腔, 时域有限差分方法, 量子点, 腔量子电动力学

PACS: 42.70.Qs, 75.40.Mg, 73.21.La, 42.50.Pq

DOI: 10.7498/aps.65.134206

1 引言

1987年, Yablonovitch^[1]和 John^[2]提出了光子晶体概念, 光子晶体是介电常数周期性变化的结构. 由于电介质的周期性排列导致光子晶体具有光子带隙, 即一定频率的光在光子晶体特定方向上无法传播. 光子晶体概念的提出使得人们可以更好地控制光的传播及实现光的局域化. 二维平板光子晶体在平板内通过光子带隙束缚光子, 在垂直平板方向上通过全反射束缚光子^[3,4]. 光子晶体微腔是通过在光子晶体中引入缺陷实现的, 这可以把光束束缚在一个很小的体积内^[5-7]. 光子晶体微腔具有品质因子高、模场体积小等优点, 可以极大地增强光与物质的相互作用, 广泛地应用于腔量子电动力学的研究^[8-12]. 二维平板光子晶体波导可以低损

耗地控制光的传播^[13]. 二维平板光子晶体易于加工集成, 易于实现微腔和微腔、微腔和波导之间的耦合^[14-19], 利于实现光学网络. 本文利用时域有限差分方法^[20]和麻省理工学院提供的开源 MEEP 软件包^[21], 数值计算了偶极子光源的位置及偏振对激发光子晶体微腔模式的影响.

2 二维平板光子晶体能带结构设计

我们设计了空气孔呈三角晶格排布的二维平板光子晶体, 晶格常数为 $a = 260 \text{ nm}$, 空气孔半径为 $0.35a$, 平板厚度为 $0.5a$, 平板介电常数为 11.56, 结构如图 1(a) 所示. 用麻省理工学院提供的开源程序包 MPB^[22] 计算该二维平板光子晶体的光子能带结构. 图 1(b) 为该二维平板光子晶体的能带结构, 内插图为该结构的简约布里渊区. 图中实

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB328706, 2014CB921003)、国家自然科学基金 (批准号: 91436101, 61275060)、中国科学院先导项目 (批准号: XDB07030200) 和中国科学院百人计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xlxu@iphy.ac.cn

线表示在光子晶体结构中可以存在的类TE导模(该导模的磁场方向与平板垂直),灰色区域是光锥($\omega \geq c|\mathbf{k}_{||}$),这里 ω 是角频率, c 是真空中光速, $\mathbf{k}_{||}$ 是平行于平板的波矢.光锥中连续的辐射模可以在平板以外的空间中传播.黄色带状区域表示类TE

模带隙,带隙频率从0.2865至0.4078($\omega a/2\pi c$),在此带隙范围内的光无法在该二维平板光子晶体内传播.物理上,二维平板光子晶体是通过平板内由于折射率周期性变化导致的光子带隙和垂直平板方向上的全反射实现对光的束缚[4].

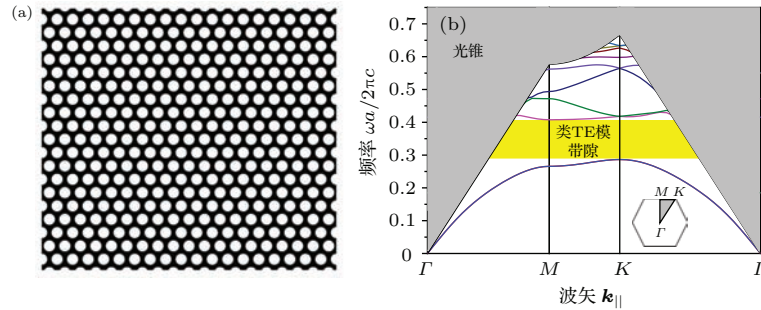


图1 (a) 二维平板光子晶体结构图,空气孔呈三角晶格排列;(b) 二维平板光子晶体能带结构图,该结构具有类TE模带隙

Fig. 1. (a) The structure of 2D photonic crystal slab with hexagonal air hole lattice; (b) photonic crystal band diagram.

3 光子晶体H1微腔

在二维平板光子晶体中去除一个空气孔形成的微腔称作H1微腔,由于其对称性而具有简并的基态模式,两个基态模式对应共振频率一致,但模式的偏振正交使得H1微腔可以应用于纠缠光子对

的生成[23-27].我们设计了平板光子晶体H1微腔,在光子晶体中去除一个空气孔形成缺陷.为了增大微腔的品质因子,缺陷周围的六个空气孔半径减小为 $0.25a$,并向外偏移 $0.1a$,结构如图2(a)所示.减小空气孔半径并向外偏移可以使得微腔模式场分布在微腔边缘且变化比较平缓,这样,场分布傅里叶变换后落在光锥里的分量减小,更多的光被束缚

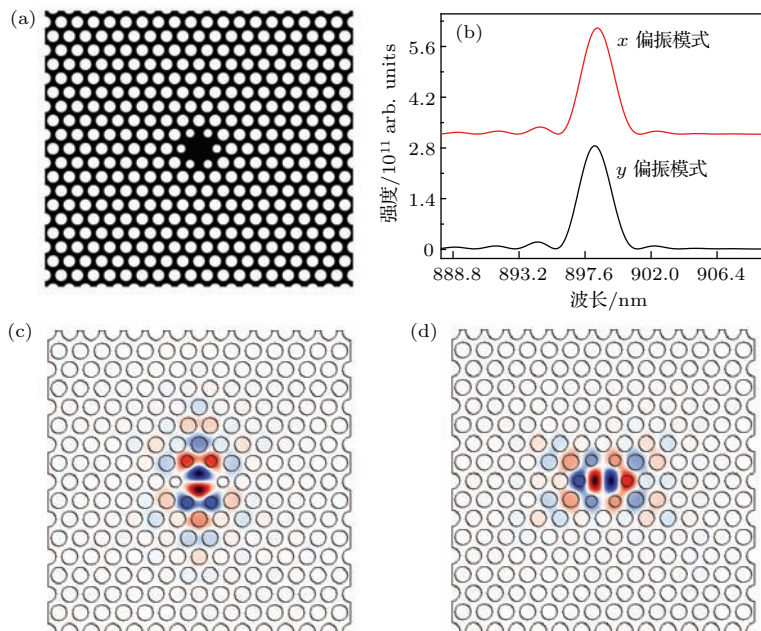


图2 (网刊彩色)(a) 二维平板光子晶体H1微腔结构图;(b) H1微腔光谱图,两个峰对应简并的两个基态模式;(c) H1微腔x偏振模式磁场 H_z 场分布;(d) y偏振模式 H_z 场分布

Fig. 2. (color online) (a) The structure of H1 photonic crystal cavity; (b) the spectra of H1 cavity, in which two peaks correspond to two degenerate modes; (c) the H_z field distribution of H1 cavity mode with x polarization; (d) the H_z field distribution of H1 cavity mode with y polarization.

在微腔中,从而增大微腔的品质因子^[5].图2(b)是H1微腔光谱,可以看到,H1微腔的基态模式有两个简并的模式,这是偏振正交的两个微腔模式.两个模式的 H_z 场分布分别示于图2(c)和图2(d),可以看到两个场分布的偏振正交,图2(c)给出的模式是 x 偏振的,图2(d)给出的模式是 y 偏振的.图2(c)和图2(d)两个微腔模式对应的波长分别为898.5 nm和898.3 nm,品质因子分别为24000和21000.从两个模式的场分布可以看到,两个模式的倏逝场沿不同方向耗散,这使得简并的两个模式可以和不同方向的波导耦合,并且两个波导之间的串扰可以很小.最近,谢菲尔德大学Coles等^[28]利用H1微腔和不同方向的波导的耦合实现了量子点的自旋读出,Bentham等^[29]实现了光子按不同波导方向输出的电调控.

4 偶极子光源位置对激发微腔模式的影响

量子点和微腔的耦合体系是研究腔量子电动力学的重要平台之一,且由于此体系利于集成,

使得它在量子计算、量子通讯等领域具有重要价值^[29-33].量子点在微腔中的位置尚不能精确控制^[12,30],因此研究量子点在微腔中的位置对激发光学微腔模式的影响具有重要意义.在理论以及数值模拟计算中,量子点可以等效为偶极子.下面研究不同偶极子位置对激发光子晶体H1微腔模式的影响.图3(a)是光子晶体H1微腔结构及偶极子激发位置示意图,绿色圆点表示偶极子光源位置.计算中偶极子为 H_z 分量,偶极子位于H1微腔中心偏左120 nm处.在此情况下激发微腔模式,在898.25 nm处有一共振峰(图3(b)),此模式品质因子为21400.图4(a)–(c)分别是该模式电场分量 E_x , E_y 和磁场分量 H_z 的分布情况.偶极子光源位置在此情况下只能激发出H1微腔基态简并模式中的一个模式,可以看到在偶极子位置处有磁场 H_z 分布(图4(c)),故而偶极子可以激发出此模式.下面我们通过改变偶极子位置来研究其对微腔模式激发的影响.

仍用 H_z 分量偶极子,但是偶极子位置位于微腔中心上方120 nm处,如图5(a)所示.在此情况下,计算出光谱如图5(b)所示,在898.45 nm处有

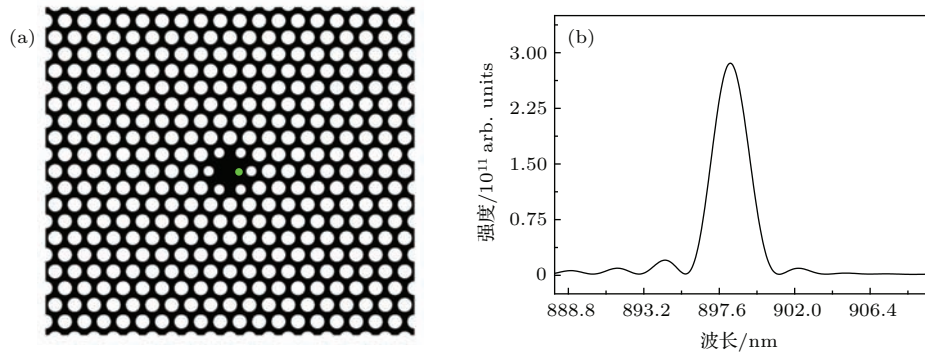


图3 (网刊彩色) (a) H_z 偶极子激发位置示意图,绿色圆点表示偶极子光源位置;(b)在此偶极子激发位置情况下激发出的微腔模式的光谱,有一个峰

Fig. 3. (color online) (a) The location of H_z dipole, the green dot shows the position of the dipole source; (b) the spectra of H1 cavity.

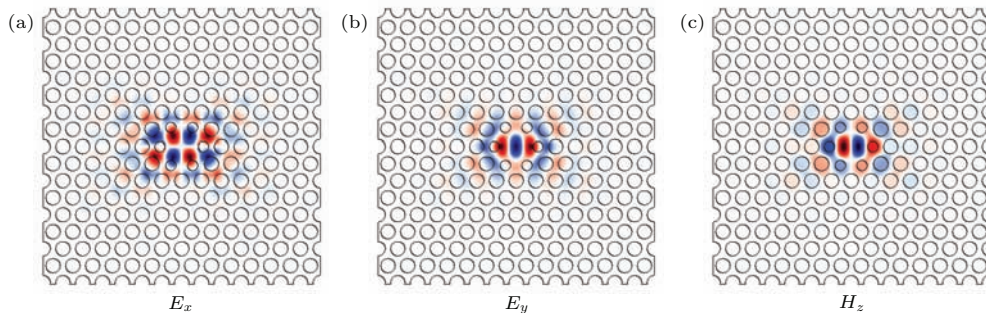


图4 (网刊彩色)在图3(a)偶极子激发位置下激发出的微腔模式的电场 E_x , E_y 和磁场 H_z 分布

Fig. 4. (color online) The field distributions of E_x , E_y and H_z of H1 cavity.

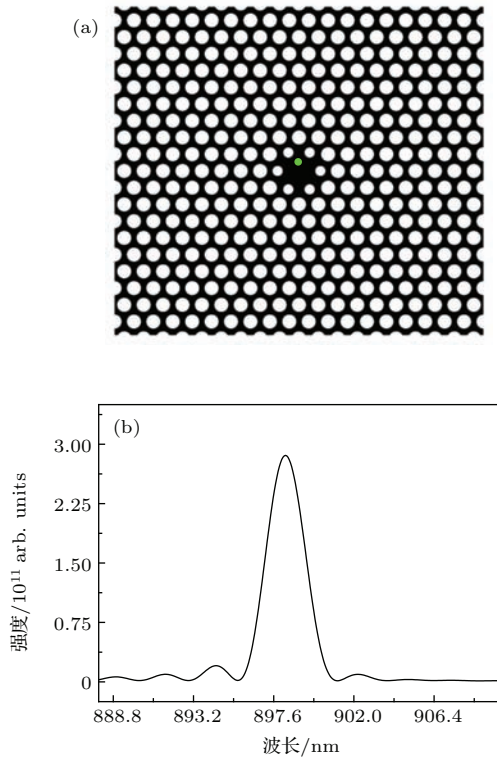


图5 (网刊彩色) (a) H_z 偶极子激发位置示意图; (b) 在此偶极子激发位置情况下激发出的微腔模式的光谱, 有一个峰

Fig. 5. (color online) (a) The location of H_z dipole; (b) the spectra of H1 cavity.

一共共振峰, 此模式品质因子为 23700. 图 6(a)—(c) 分别是该模式的电场分量 E_x , E_y 和磁场分量 H_z 的分布情况. 此模式和图 4 所示模式偏振方向正交. 由于偶极子光源处于此模式有 H_z 分量分布的位置, 故而此时可以激发出此模式. 而此时偶极子位置处没有图 4 所示模式 H_z 场分布, 故无法激发出图 4 所示的微腔模式.

从以上两种情况可以看到, 偶极子光源位置可以决定某一个特定的微腔模式被激发, 偶极子光源处于某个微腔模式场分布处才可以激发出相应的微腔模式. 所以, 如果利用单量子点和 H1 微腔耦合实现纠缠光子对, 那么对量子点在微腔中的位置是有一定要求的, 必须使得单量子点所在的位置可以同时激发出两个偏振正交的简并模式, 而且对两个模式的激发强度应该一致. 我们把偶极子 H_z 置于 H1 微腔中心. 通过计算发现, 在此时不能激发出微腔模式. 这是因为在微腔中心位置处, 两个模式的 H_z 场分布都几乎为零, 此时偶极子不能和微腔模式耦合, 所以不能激发出微腔模式.

5 偶极子光源偏振对激发微腔模式的影响

下面研究偶极子光源的偏振对激发微腔模式的影响. 将偶极子置于微腔中心偏右 120 nm 处, 但此时偶极子为 E_x 分量. 此时激发微腔只可以激发出 H1 微腔基态模式中 x 偏振的模式. 计算此时微腔模式的场分布, 其电场分量 E_x , E_y 和磁场分量 H_z 如图 6 所示. 将 E_x 偶极子分别置于微腔中心及微腔中心上方 120 nm 处, 在这两种情况下激发微腔得到的仍然只有 x 偏振的模式. 分析这几种激发情况下的电场 E_x 分布, 可以看到在这三种位置下, 偶极子的位置处都有 E_x 分量分布, 所以在这几种位置都可以激发出微腔模式. 而在这几种情况下, 在偶极子位置处都没有 E_y 场分布, 故而不能激发出 y 偏振的模式. 图 7 所示是几种不同位置处激发微腔得到的光谱图. 从图中可以看到, 偶极子处于中心位置处激发出的光谱强度最大, 这是因为偶极子在中心时, 处于微腔模式 E_x 场分布最大处, 此时可以最大效率地激发出微腔模式.

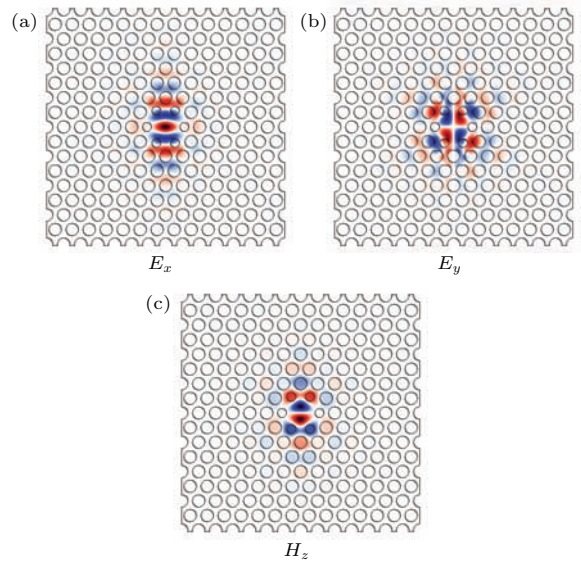


图6 (网刊彩色) 在图 5(a) 偶极子激发位置下激发出的微腔模式的电场 E_x , E_y 和磁场 H_z 分布

Fig. 6. (color online) The field distributions of E_x , E_y and H_z of H1 cavity.

利用偶极子 E_y 在不同位置处激发微腔模式, 只能激发出 y 偏振的微腔模式, 场分布情况如图 4 所示. 并且在中心激发时可以得到最大的光谱强度, 如图 8 所示, 因为在中心位置处对应此模式 E_y 场分布的最大值.

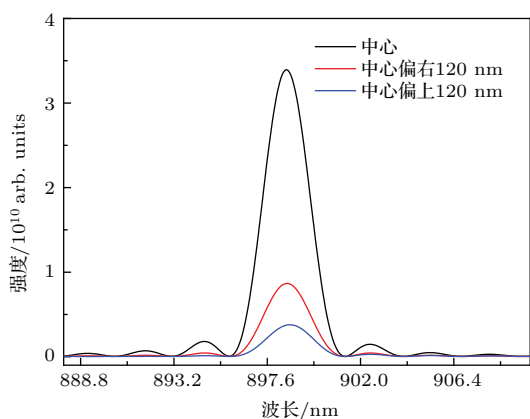


图7 (网刊彩色) 偶极子 E_x 在微腔中心, 中心偏右 120 nm 及中心上方 120 nm 处激发 H1 微腔得到的光谱
Fig. 7. (color online) The spectra of the H1 cavity when dipole E_x was located at different positions.

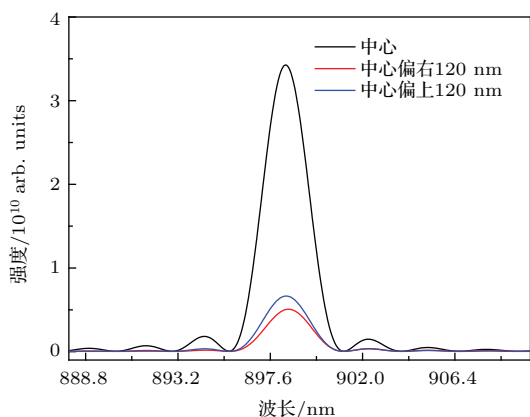


图8 (网刊彩色) 偶极子 E_y 在微腔中心, 中心偏右 120 nm 及中心上方 120 nm 处激发 H1 微腔得到的光谱
Fig. 8. (color online) The spectra of the H1 cavity when dipole E_y was located at different positions.

通过以上两种情况, 可以看到某一偏振的偶极子光源只能激发出对应偏振的 H1 微腔模式, 并且偶极子光源处于微腔模式场分布最大处能最大效率地激发出微腔模式。

6 结 论

我们设计了一个二维平板光子晶体 H1 微腔结构, 通过调节结构参数得到了高于 2 万的品质因子。H1 微腔有偏振简并的基态模式, 偶极子在不同位置激发微腔可以得到相应的偏振模式。得到何种偏振模式是由偶极子与微腔模式的场分布的交叠决定的。我们计算了不同偏振的偶极子对激发微腔模式的影响。某一偏振的偶极子只能激发出相应偏振的微腔模式。要最大效率地激发出微腔模式, 偶极子应处于微腔模式场分布的最大值处。由此, 如果

利用 H1 微腔产生纠缠光子对, 要求偶极子位置应该处于两个偏振微腔模式场分布的交叠处, 并且该位置处两个模式的场分布强度应该一致。

参考文献

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Chow E, Lin S Y, Johnson S G, Villeneuve P R, Joannopoulos J D, Wendt J R, Vawter G A, Zubrzycki W, Hou H, Alleman A 2000 *Nature* **407** 983
- [4] Johnson S G, Fan S H, Villeneuve P R, Joannopoulos J D, Kolodziejski L A 1999 *Phys. Rev. B* **60** 5751
- [5] Akahane Y, Asano T, Song B S, Noda S 2003 *Nature* **425** 944
- [6] Chalcraft A R A, Lam S, O'Brien D, Krauss T F, Sahin M, Szymanski D, Sanvitto D, Oulton R, Skolnick M S, Fox A M, Whittaker D M, Liu H Y, Hopkins M 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 241117
- [7] Takagi H, Ota Y, Kumagai N, Ishida S, Iwamoto S, Arakawa Y 2012 *Opt. Express* **20** 28292
- [8] Yoshie T, Scherer A, Hendrickson J, Khitrova G, Gibbs H M, Rupper G, Ell C, Shchekin O B, Deppe D G 2004 *Nature* **432** 200
- [9] Brossard F S F, Xu X L, Williams D A, Hadjipanayi M, Hugues M, Hopkinson M, Wang X, Taylor R A 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 111101
- [10] Badolato A, Winger M, Hennessy K J, Hu E L, Imamoglu A 2008 *C. R. Phys.* **9** 850
- [11] Tang J, Geng W D, Xu X L 2015 *Sci. Rep.* **5** 09252
- [12] Cao S, Xu X L 2014 *Physics* **43** 740 (in Chinese) [曹硕, 许秀来 2014 物理 **43** 740]
- [13] Mekis A, Chen J C, Kurland I, Fan S H, Villeneuve P R, Joannopoulos J D 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3787
- [14] Atlasov K A, Karlsson K F, Rudra A, Dwir B, Kapon E 2008 *Opt. Express* **16** 16255
- [15] Sato Y, Tanaka Y, Upham J, Takahashi Y, Asano T, Noda S 2012 *Nat. Photon.* **6** 56
- [16] Faraon A, Waks E, Englund D, Fushman I, Vučković J 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 073102
- [17] Brossard F S F, Reid B P L, Chan C C S, Xu X L, Griffiths J P, Williams D A, Murray R, Taylor R A 2013 *Opt. Express* **21** 16934
- [18] Zhao Y H, Qian C J, Qiu K S, Gao Y N, Xu X L 2015 *Opt. Express* **23** 9211
- [19] Gao Y H, Xu X S 2014 *Chin. Phys. B* **23** 114205
- [20] Kunz K S, Luebbers R J 1993 *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics* (Florida: CRC Press) pp1-367
- [21] Oskooi A F, Roundy D, Ibanescu M, Bermel P, Joannopoulos J D, Johnson S G 2010 *Comput. Phys. Commun.* **181** 687
- [22] Johnson S G, Joannopoulos J D 2001 *Opt. Express* **8** 173
- [23] Stace T M, Milburn G J, Barnes C H W 2003 *Phys. Rev. B* **67** 085317

- [24] Johne R, Gippius N A, Pavlovic G, Solnyshkov D D, Shelykh I A, Malpuech G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 240404
- [25] Larqué M, Karle T, Robert-Philip I, Beveratos A 2009 *New J. Phys.* **11** 033022
- [26] Luxmoore I J, Ahmadi E D, Fox A M, Hugues M, Skolnick M S 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 041101
- [27] Luxmoore I J, Ahmadi E D, Luxmoore B J, Wasley N A, Tartakovskii A I, Hugues M, Skolnick M S, Fox A M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 121116
- [28] Coles R J, Prtljaga N, Royall B, Luxmoore I J, Fox A M, Skolnick M S 2014 *Opt. Express* **22** 2376
- [29] Bentham C, Itskevich I E, Coles R J, Royall B, Clarke E, O'Hara J, Prtljaga N, Fox A M, Skolnick M S, Wilson L R 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 221101
- [30] Hennessy K, Badolato A, Winger M, Gerace D, Atatüre M, Gulde S, Fält S, Hu E L, Imamoglu A 2007 *Nature* **445** 896
- [31] Imamoglu A, Awschalom D D, Burkard G, Divincenzo D P, Loss D, Sherwin M, Small A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4204
- [32] Reithmaier J P, Sek G, Löffler A, Hofmann C, Kuhn S, Reitzenstein S, Keldysh L V, Kulakovskii V D, Reinecke T L, Forchel A 2004 *Nature* **432** 197
- [33] Thon S M, Rakher M T, Kim H, Gudat J, Irvine W T M, Petroff P M, Bouwmeester D 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 111115

Effects of location and polarization of a dipole source on the excitation of a photonic crystal H1 cavity*

Zhao Yan-Hui Qian Chen-Jiang Tang Jing Sun Yue Peng Kai Xu Xiu-Lai†

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences,
Beijing 100190, China)

(Received 31 January 2016; revised manuscript received 14 April 2016)

Abstract

The integration of photonic crystal cavity with quantum dot paves the way for photonic-based quantum information processing. Photonic crystal cavity has a high-quality factor and small mode volume, which can be utilized to enhance the interaction between light and matter. Two degenerate fundamental modes with orthogonal polarizations exist in photonic crystal H1 cavity. Entangled photon pairs can be generated with a single quantum dot coupled to degenerate H1 cavity modes. Therefore a coupling system comprised of quantum dot and photonic crystal H1 cavity is a promising platform to implement quantum information processing. The excitations of cavity modes are mostly affected by the location of the single quantum dot which can be approximated as a dipole source. For the two degenerate photonic crystal H1 cavity modes, the location of the dipole source determines which mode is excited. In this paper, the effects of location and polarization of a dipole source on the excitation of photonic crystal H1 cavity are investigated with the finite-difference time-domain method, a numerical analysis technique for computing the electrodynamics. We first design a photonic crystal slab structure patterned with hexagonal lattice of air holes. Combining the light modulation by the period lattice in the slab plane and the total internal reflection in the perpendicular direction, photonic bandgap is generated, which inhibits the propagation of photon with certain frequencies. By removing one of the air holes from the photonic crystal slab, an H1 cavity is formed with two degenerate fundamental modes. One mode is x -polarized, and the other one is y -polarized. Next, a dipole source is used to excite the H1 cavity modes. When the dipole source is located at the left to the H1 cavity center, only y -polarized mode is excited. While locating the dipole source above the H1 cavity center, only x -polarized mode is excited. Therefore each degenerate mode of H1 cavity can be selectively excited with the dipole source located at different positions in the cavity. Following that, the H1 cavity modes excited with the dipole sources with different polarizations are also studied. The x -polarized dipole source can only excite the cavity mode with x -polarization, while the y -polarized dipole source can only excite the y -polarized cavity mode accordingly. It can be seen that the dipole source with specific polarization can only excite the modes with corresponding polarization. The effects of location and polarization of a dipole source on the excitation of a photonic crystal H1 cavity are important for understanding the fundamental physics of entangled photon generation with a coupled quantum dot and photonic crystal system.

Keywords: photonic crystal cavity, finite-difference time-domain method, quantum dot, cavity qed

PACS: 42.70.Qs, 75.40.Mg, 73.21.La, 42.50.Pq

DOI: 10.7498/aps.65.134206

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2013CB328706, 2014CB921003), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91436101, 61275060), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB07030200), and the Hundred Talents Program of the Chinese Academy of Sciences.

† Corresponding author. E-mail: xlxu@iphy.ac.cn