

等效零折射率材料微腔中均匀化腔场作用下的简正模劈裂现象

徐小虎 陈永强 郭志伟 孙勇 苗向阳

Normal-mode splitting induced by homogeneous electromagnetic fields in cavities filled with effective zero-index metamaterials

Xu Xiao-Hu Chen Yong-Qiang Guo Zhi-Wei Sun Yong Miao Xiang-Yang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 024210 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171880

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20171880>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2018/V67/I2>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[室温下表面极化效应对量子点带隙和吸收峰波长的影响](#)

Effects of surface polarization on the bandgap and the absorption-peak wavelength of quantum dot at room temperature

物理学报.2017, 66(13): 137802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.137802>

[半导体三量子点电磁感应透明介质中的非线性法拉第偏转](#)

Nonlinear Faraday rotation in electromagnetically induced transparency medium of semiconductor three quantum dots

物理学报.2016, 65(24): 247801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.247801>

[脉冲激光原位辐照对 InAs/GaAs\(001\) 量子点生长的影响](#)

Effects of in-situ surface modification by pulsed laser on InAs/GaAs (001) quantum dot growth

物理学报.2016, 65(11): 117801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.117801>

[利用 N 型半导体纳米材料抑制单量子点的荧光闪烁特性](#)

Suppression of the blinking of single QDs by using an N-type semiconductor nanomaterial

物理学报.2015, 64(24): 247803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247803>

[Rashba 自旋-轨道相互作用影响下量子盘中强耦合磁极化子性质的研究](#)

Study of the properties of strong-coupling magnetopolaron in quantum disks induced by the Rashba spin-orbit interaction

物理学报.2014, 63(17): 177803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.177803>

# 等效零折射率材料微腔中均匀化腔场作用下的 简正模劈裂现象\*

徐小虎<sup>1)†</sup> 陈永强<sup>2)</sup> 郭志伟<sup>3)</sup> 孙勇<sup>3)</sup> 苗向阳<sup>1)‡</sup>

1)(山西师范大学物理与信息工程学院, 临汾 041004)

2)(苏州科技大学物理科学与技术学院, 江苏省微纳热流技术与能源应用重点实验室, 苏州 215009)

3)(同济大学物理科学与工程学院, 教育部先进微结构材料重点实验室, 上海 200092)

(2017年8月21日收到; 2017年9月16日收到修改稿)

研究了零折射率材料微腔中人造原子与腔模的相干耦合现象. 首先通过数值模拟的方法研究了在二维光子晶体微腔中填充阻抗匹配的零折射率材料后腔模的场分布. 结果表明零折射率材料的引入使得原本以驻波场形式存在的腔模分布在整个微腔中变得近似均匀且值最大. 其次, 将人造原子放入腔中的不同位置并与腔模耦合, 结果从频谱上观察到腔模的劈裂与人造原子在腔中的位置无关. 最后, 利用微波实验, 通过开口谐振环等效的人造原子与一维复合左右手传输线等效的零折射率材料微腔之间的耦合验证了仿真结果的准确性. 该结果为腔量子电动力学中量子点对位难的问题提供了新的方案, 同时零折射率材料微腔也为今后研究原子与光子之间的相互作用提供了一个新的平台.

**关键词:** 光子晶体, 特异材料, 腔量子电动力学

**PACS:** 42.70.Qs, 81.05.Xj, 42.50.Pq

**DOI:** 10.7498/aps.67.20171880

## 1 引言

特异材料是一种新型的亚波长人工微结构电磁材料, 由于能够实现各种新奇的电磁响应而受到研究者的青睐<sup>[1-6]</sup>. 根据特异材料的介电常数和磁导率符号的不同, 将其分为左手材料(left-handed materials, LHM)或负折射率材料<sup>[3]</sup>、单负材料(single negative materials, SNM)<sup>[2,7]</sup>以及零折射率材料(zero-index metamaterials, ZIM). 从介电常数 $\epsilon$ 和磁导率 $\mu$ 的参数空间来看, ZIM位于参数空间的坐标原点和坐标轴上. 坐标原点表示 $\epsilon = 0, \mu = 0$ 的双零ZIM, 且其阻抗匹配. 坐标轴表示 $\epsilon = 0$ 的ENZ材料(epsilon-near-zero metamaterials)或者 $\mu = 0$ 的MNZ材料(mu-near-zero

metamaterials), 这两种ZIM的阻抗不匹配. 由于ZIM的折射率为零, 电磁波在ZIM中传播时, 具有波长趋于无穷大, 传播相位近似为零以及场强分布均匀等特性. 近年来, ZIM由于这些独特的电磁特性, 被应用于实现超反射和超透射现象<sup>[8,9]</sup>、平面波导间的电磁能量隧穿效应<sup>[10-12]</sup>、电磁波的相干完美吸收<sup>[13]</sup>、损耗引起的透射增强与子准直效应<sup>[14]</sup>以及增强天线辐射的方向性等<sup>[15]</sup>方面. 人们在研究ZIM特性的同时, 对ZIM制备的研究也取得了很大的进步<sup>[16-19]</sup>. 其中, Chan小组<sup>[18]</sup>在研究二维正方晶格介质柱光子晶体能带结构时, 发现其能带中有一个三重简并的类狄拉克点, 该点的性质类似于无损的ZIM. Chen小组<sup>[19]</sup>利用一维微带线结构, 得到在其色散关系的平衡点处, 结构同样可以等效为ZIM.

\* 国家自然科学基金(批准号: 11404204, 51607119, 11674247)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [bigbrowm@163.com](mailto:bigbrowm@163.com)

‡ 通信作者. E-mail: [sxymiao@126.com](mailto:sxymiao@126.com)

光与物质之间的相互作用是一个十分活跃的科研课题<sup>[20-22]</sup>. 其中, 原子在光学微腔中的行为一直是一个很有趣的问题. 常见的光学微腔有三种, 一种是基于回音壁模式制成的光学微腔; 一种是基于法布里-珀罗原理制成的光学微腔; 还有一种是基于光子禁带实现的光子晶体微腔. 光子晶体微腔由于具有超高品质因子和超小体积的优良特性, 在研究相干的电子-光子相互作用、非线性光学、慢光以及腔量子电动力学等方面有广泛的用途<sup>[23,24]</sup>.

研究发现原子在光学微腔中的行为取决于原子的能级跃迁与腔模(即腔中光子)之间的耦合强度( $g$ ). 耦合强度( $g$ )与微腔中光子的电场强度成正比, 与微腔的体积成反比<sup>[25]</sup>. 腔量子电动力学认为只有当微腔中光子的电场强度足够强并且耦合强度超过微腔与原子的衰减率时, 才能观察到原子与腔模之间的强耦合, 即拉比劈裂(Rabi splitting)现象<sup>[26]</sup>. 拉比劈裂是量子光学中的基本问题之一. 究其原因: 当一个二能级系统, 如原子, 放入一个光学微腔中时, 会与光子产生强耦合形成共振系统, 在强耦合作用下, 原子的自发辐射或能级跃迁将受到腔模的强烈调制而出现拉比劈裂.

在半导体技术中, 人们通常利用一个二能级的类原子系统如量子点(quantum dot, QD)来代替原子, 将其放入具有高品质因子和小体积的半导体微腔或光子晶体微腔中, 同样可以和腔模发生耦合产生拉比劈裂<sup>[27,28]</sup>. 在强耦合情况下由于单个光子或是单个原子的存在, 量子系统的光学特性会被改变, 因此, 它被应用于量子纠缠、量子计算和量子信息等方面<sup>[29,30]</sup>. 在经典极限情况下, 当用一个类原子的经典谐振子代替一个原子, 并与腔模发生耦合时, 在频谱上同样也会产生类拉比劈裂现象, 称之为简正模分裂现象<sup>[25]</sup>. 不论上述的哪一种微腔, 在实现拉比劈裂或是简正模分裂时, 腔模的场分布都是以驻波场的形式存在的, 也就是说整个微腔内场强的空间分布是不均匀的, 场强大小与腔中的位置有关. 为了最大程度地增强原子或者类原子与腔模之间的耦合强度, 就需要将原子或者类原子放在腔中场值最大的位置, 但是在实际操作想实现精准定位是很难的. 所以为了解决拉比劈裂和简正模分裂中对位难的问题, 我们在光学微腔中填充了零折射率材料, 利用零折射率材料微腔中近似均匀的局域化电磁场实现与位置无关的简正模劈裂现象, 解

决定位难的问题. 这种零折射率材料微腔为我们提供了一种新的研究光子与原子相互作用的平台.

本文通过仿真研究了在二维光子晶体微腔中加入由二维光子晶体等效的零折射率材料后腔模的电磁场空间分布特性, 得到了近似均匀的腔场分布. 然后在该微腔中放入类似于二能级系统的量子点, 当发生强耦合时, 在频谱上就可以观察到简正模分裂现象. 随后分别改变量子点在腔中的位置, 发现这种简正模分裂与量子点在微腔中的位置无关. 为了验证仿真结果, 实验上利用一维左右手复合传输线实现的零折射率材料微腔和开口谐振环(SRR)类比的量子点验证了仿真的结果.

## 2 零折射率材料微腔中简正模分裂与类原子空间位置的关系

二维正方晶格光子晶体微腔的示意图见图1. 设 $z$ 轴方向为介质柱的轴方向, 二维周期结构分布在 $x-y$ 平面内. 黑色圆圈表示相对介电常数为3.45的硅纳米介质柱, 其半径为200 nm, 晶格常数为800 nm, 嵌在空气背景中. 通过移去中间的十二根介质柱, 就构成了一个二维的光子晶体微腔, 如图1(a)所示. 考虑TE波入射, 入射波的电场沿介质柱方向, 且设入射波的电场振幅为1. 首先, 考虑光子晶体微腔中为普通的背景空气材料, 通过COMSOL Multiphysics软件仿真后, 得到此二维光子晶体的缺陷模频率为165.3 THz, 并且计算了相应缺陷模频率处的电场分布, 如图2(a)所示, 从电场分布图可以看出, 此时的电场分布为电四极子模式.

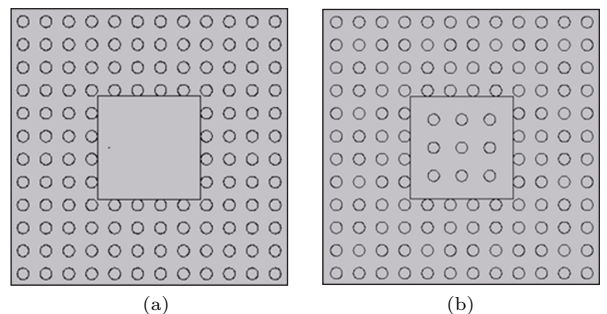


图1 二维正方晶格光子晶体微腔结构示意图 (a) 微腔内材料为空气; (b) 微腔内材料为等效零折射率材料

Fig. 1. Schematic of a two-dimensional (2D) square-lattice photonic crystal (PhC) cavity: (a) PhC cavity embedded with air; (b) PhC cavity embedded with ZIM.

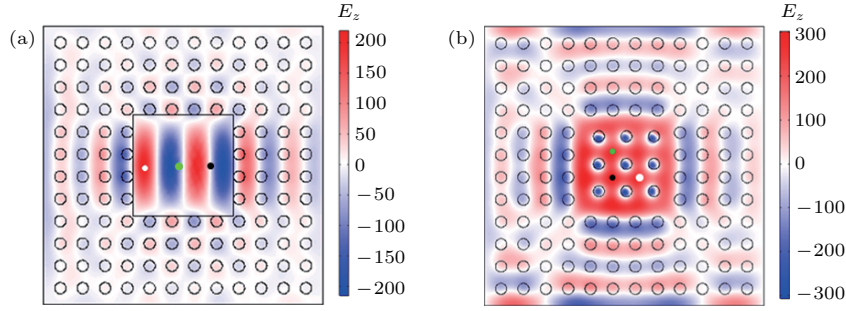


图2 二维正方晶格光子晶体微腔腔模频率处的二维电场分布图 (a) 微腔内材料为空气且腔模频率为 165.3 THz; (b) 微腔内材料为等效零折射率材料且腔模频率为 169.5 THz

Fig. 2. 2D Electric field pattern ( $E_z$ ) corresponding to the above two kinds of PhC cavity at a cavity mode: (a) Air-filled cavity at 165.3 THz; (b) ZIM-filled cavity at 169.5 THz.

然后, 将一个半径为 20 nm 的谐振子放入腔中. 在强局域的情况下, 该谐振子的共振磁化系数可以用下式表示<sup>[31]</sup>:

$$\chi_{\text{res}} = -\frac{G}{(\omega - \omega_0) + i\gamma_1}, \quad (1)$$

其中  $G$ ,  $\omega_0$  和  $\gamma_1$  分别表示谐振子的谐振强度、谐振频率和损耗,  $\omega$  为入射波的角频率. 在以下计算中, 假设  $G = 20 \times 2\pi$  THz,  $\gamma_1 = 6 \times 2\pi$  THz, 而且  $\omega_0$  的取值大小与二维光子晶体谐振腔的腔模频率相同. 通过计算图 1(a) 中心正方形区域内的平均电场强度来反映该结构的模式情况. 为了便于理解谐振子与腔模之间的相互耦合, 将腔模也看作一个谐振子. 当将量子点放入腔中并与腔模发生作用时, 量子点和腔模可以认为是一个耦合的两谐振子系统, 在这个系统中谐振子 1 由腔场驱动, 谐振子 2 则由外场驱动. 当这两个谐振子之间发生强耦合时, 谐振子 2 就会产生模式劈裂, 即出现简正模分裂. 因为谐振子 1 的尺寸相对于谐振子 2 而言很小, 因此设谐振子 1 是一个具有电荷量为  $q_1(t)$  的质点, 其位置坐标为  $(x_0, y_0)$ , 谐振子 2 带有的电荷量为  $q_2(t)$ , 两者之间的相互作用满足如下的耦合微分方程:

$$\begin{aligned} \ddot{q}_1(t) + \gamma_1 \dot{q}_1(t) + \omega_0^2 q_1(t) + \kappa \dot{q}_2(t) \\ = E(x_0, y_0) e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \ddot{q}_2(t) + \gamma_2 \dot{q}_2(t) + (\omega_0 + \delta)^2 q_2(t) - \kappa \dot{q}_1(t) \\ = E_0 e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\kappa$  表示两个谐振子之间的耦合系数;  $E(x_0, y_0)$  和  $E_0$  分别表示谐振子所在处的局域电场和外界的驱动场;  $\gamma_2$  表示谐振子 2 的损耗, 即腔模的衰减率;  $\delta$  表示谐振子 1 的本征频率和谐振子 2 的本征频率

的偏调. 从上述两个方程可以看出谐振子 1 与谐振子 2 之间的耦合取决于谐振子 1 处的局域电场  $E(x_0, y_0)$ . 因此二维光子晶体微腔中电场的空间分布决定了两个谐振子之间的耦合, 即腔模劈裂的情况. 从图 2(a) 中可以看出微腔内为空气材料时, 二维光子晶体微腔中的场是以驻波场的形式分布的, 也就是说腔中不同位置处的场强大小一般不同. 然后将谐振子 1 放入腔中的三个不同位置, 如图 2(a) 中的白色、绿色、黑色小圆点所示, 并且计算了中心正方形区域内的平均电场强度, 发现三种情况下对应的平均电场强度曲线不重合, 如图 3 所示. 因此可得腔模的劈裂情况取决于量子点在腔中的位置. 为了避免量子点的位置对腔模劈裂情况的影响, 就需要一个均匀的局域化腔场.

为了达到这样的目的, 在图 2(a) 的中心正方形区域内填充了由二维正方晶格介质柱光子

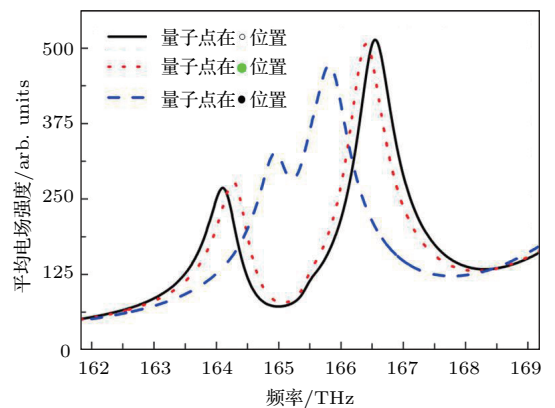


图3 量子点在空气介质微腔中三个不同位置处的简正模分裂

Fig. 3. Normal-mode splitting when a QD is put at three different places as indicated by the white, the blue and the black dots in the PhC cavity embedded with air.

晶体等效的零折射率材料<sup>[18]</sup>. 其晶格常数为  $a_0 = 0.541c/f_0$  ( $c$ 为真空中光的传播速度), 介质柱的半径为  $R = 0.2a_0$ , 相对介电常数为 12.5. 通过仿真计算得到此时二维光子晶体微腔的腔模频率为 169.5 THz. 图 2(b) 给出了相应腔模频率处的电场分布情况. 从图中可以看出在介质柱以外的空间区域电场的分布基本上是均匀的且场强最大. 在该场分布情况下就可以比较容易地将量子点置于场强最大值处. 图 2(b) 中的白色、绿色、黑色小圆点表示随机分布的量子点. 通过计算中心方形区域内的平均电场强度, 图 4 给出了三种情况下 ZIM 微腔中腔模的劈裂情况, 发现三种情况下对应的平均电场强度曲线完全重合. 这说明利用零折射率材料微腔产生的近似均匀的强局域场可以实现与位置无关的简正模分裂.

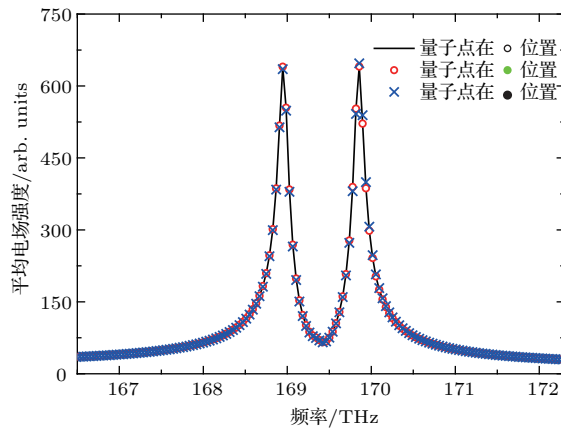


图 4 量子点在 ZIM 微腔中三个不同位置处的简正模分裂  
Fig. 4. Normal-mode splitting when a QD is put at three different places as indicated by the white, the blue and the black dots in the PhC cavity embedded with ZIM.

### 3 数值仿真和微波实验

在实际实验中, 上述纳米尺度的正方晶格光子晶体微腔可以在硅基板上插入介质柱来实现, 等效零折射率材料可以通过二维正方晶格光子晶体在偶然简并时, 在其布里渊区中心处获得狄拉克锥色散关系而实现. 但是, 由于本课题组实验条件的限制, 只能进行微波波段的电磁波实验研究, 因此上述基于半导体材料的光学零折射率材料微腔被一维的复合左右手传输线 (one-dimensional composite right/left handed, CRLH) 等效的零折射率材料微腔所替代, 纳米尺度的谐振子量子点被毫米尺度的具有电磁共振行为的人造原子金属 SRR 所替代. 这样光频段的一个耦合谐振子系统就转化为微波

波段的耦合系统了. 实验中, CRLH 传输线等效的零折射率微腔的具体参数与文献<sup>[19]</sup>相同.

为了使 SRR 环的谐振频率与零折射率材料微腔的腔模频率相同, 在 SRR 环的开口处选择加载了便于手动调节的陶瓷电容<sup>[32]</sup>. 考虑到陶瓷电容的焊接, SRR 环的几何形状如图 5 中插图所示, 具体结构参数为:  $a = t = 0.4$  mm,  $w = 5$  mm,  $b = 0.3$  mm,  $C = 0.27$  mm,  $d = 3$  mm,  $L = 14$  mm,  $h = 0.8$  mm. 随后将此 SRR 环依次放在一维 CRLH 传输线等效的零折射率材料腔中的四个不同位置, 如图 5(a)–(d) 所示. 利用 ADS (advanced design system) 仿真软件, 计算了四种情况下的透射谱, 在仿真中假设加载的陶瓷电容的内阻为 2  $\Omega$ , 调节陶瓷电容使其电容值为 0.77 pF 时, 人造磁原子的谐振频率与腔模频率相同, 两者发生共振耦合, 这时就会出现简正模分裂现象, 如图 6(a) 所示. 由于这种劈裂在某些性质上与传统的原子-光学腔耦合系统的拉比劈裂相似, 所以也称这种劈裂现象为广义的拉比劈裂现象<sup>[33]</sup>. 从仿真透射谱中可以看出, 当 SRR 放入零折射率材料微腔中后, 原来的腔模频率处会劈裂成两个模式, 并且这两个模式的位置基本上不会随着 SRR 在微腔中位置的变化而变化. 我们也通过 Agilent 公司生产的双端口 8722ES 网络分析仪测量了实验样品的透射谱,

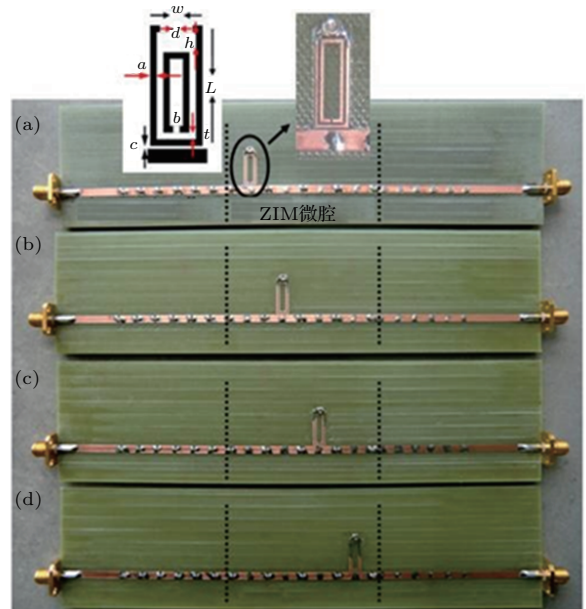


图 5 SRR 放在一维 CRLH 传输线等效的 ZIM 腔中四个不同位置的实验板子图, (a) 图的内插图为 SRR 的示意图  
Fig. 5. Photograph of an effective ZIM coupled by a SRR at four different places, respectively. Inset of (a) is the layout of the SRR.

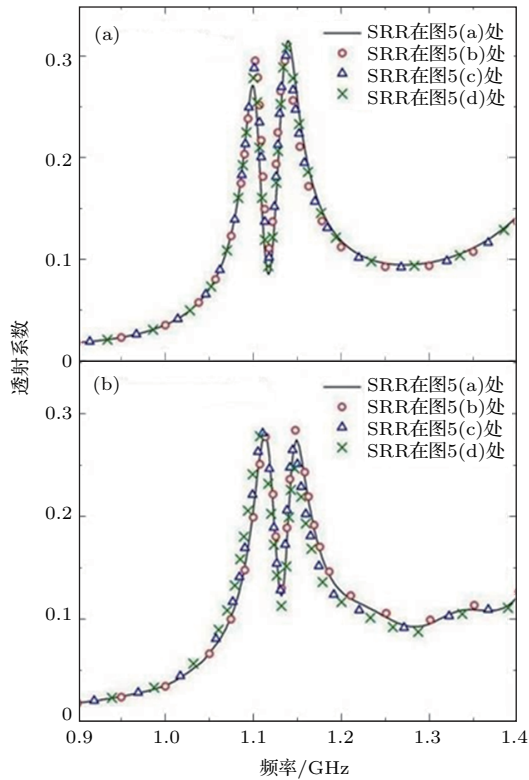


图6 SRR 分别放在一维 CRLH 传输线 ZIM 腔中不同位置时仿真与实验的透射谱 (a) 仿真结果; (b) 实验结果

Fig. 6. Normal-mode splitting when a SRR is coupled to an effective ZIM at various locations: (a) Simulation results; (b) experiment results.

如图 6(b) 所示, 发现实验结果与仿真结果符合得很好。

## 4 结 论

利用谐振子模型模拟量子点, 从数值上研究了量子点与零折射率材料微腔的耦合作用以及量子点在腔中位置变化对腔模劈裂的影响. 从实验上利用开口谐振环和一维复合左右手传输线等效的零折射率材料微腔的耦合验证了仿真结果的准确性. 由于零折射率材料微腔中近似均匀的局域化场分布, 实现了与位置无关的简正模分裂现象. 这为缓解腔量子电动力学中量子点对位难的问题提供了新的思路, 同时也为今后研究原子与光子之间的相互作用提供了一个新的平台.

## 参考文献

[1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509  
 [2] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773  
 [3] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77  
 [4] Monticone F, Alu A 2014 *Chin. Phys. B* **23** 047809

[5] Xi S, Chen H, Jiang T, Ran L, Huang fu J, Wu B I, Kong J, Chen M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 194801  
 [6] Ran J, Zhang Y, Chen X, Fang K, Zhao J, Sun Y, Chen H 2015 *Sci. Rep.* **5** 11659  
 [7] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075  
 [8] Hao J M, Yan W, Qiu M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 101109  
 [9] Nguyen V C, Chen L, Halterman K 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 233908  
 [10] Silveirinha M, Engheta N 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 157403  
 [11] Edwards B, Alù A, Young M E, Silveirinha M, Engheta N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 033903  
 [12] Liu R P, Cheng Q, Hand T, Mock J J, Cui T J, Cumber S A, Smith D R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 023903  
 [13] Feng S M, Halterman K 2012 *Phys. Rev. B* **86** 165103  
 [14] Sun L, Feng S M, Yang X D 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 241101  
 [15] Enoch S, Tayeb G, Sabouroux P, Guérin N, Vincent P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 213902  
 [16] Naika G V, Liu J J, Kildisheva A V, Shalaeva V M, Boltasseva A 2012 *PNAS* **109** 8834  
 [17] Subramania G, Fischer A J, Luk T S 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 241107  
 [18] Huang X Q, Lai Y, Hang Z H, Zheng H H, Chan C T 2011 *Nat. Mater.* **10** 582  
 [19] Jiang H T, Wang Z L, Sun Y, Li Y H, Zhang Y W, Li H Q, Chen H 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 073113  
 [20] Weisbuch C, Nishioka M, Ishikawa A, Arakawa Y 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3314  
 [21] Boca A, Miller R, Birnbaum K M, Boozer A D, McKeever J, Kimble H J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 233603  
 [22] Tischler J R, Bradley M S, Bulovic V, Song J H, Nurmikko A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 036401  
 [23] Vujic D, John S 2005 *Phys. Rev. A* **72** 013807  
 [24] Gersen H, Karle T J, Engelen R J P, Bogaerts W, Korterik J P, Hulst N F V, Krauss T F, Kuipers L 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 073903  
 [25] Khitrova G, Gibbs H M, Jahnke F, Kira M, Koch S W 1999 *Rev. Mod. Phys.* **71** 1591  
 [26] Berman P R 1994 *Cavity Quantum Electrodynamics* (Boston: Academic) pp377–390  
 [27] 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  
 [28] Aoki K, Guimard D, Nishioka M, Nomura M, Iwamoto S, Arakawa Y 2008 *Nat. Photon.* **2** 688  
 [29] Raimond J M, Brune M, Haroche S 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 565  
 [30] Blais A, Huang R S, Wallraff A, Girvin S M, Schoelkopf R J 2004 *Phys. Rev. A* **69** 062320  
 [31] Holmström P, Thylén L, Bratkovsky A 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 064307  
 [32] Gil I, Bonache J, Garcia J G, Martin F 2006 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **54** 2665  
 [33] Zhang L W, Zhang Y W, Yang Y P, Li H Q, Chen H, Zhu S Y 2008 *Phys. Rev. E* **78** 035601

# Normal-mode splitting induced by homogeneous electromagnetic fields in cavities filled with effective zero-index metamaterials\*

Xu Xiao-Hu<sup>1)†</sup> Chen Yong-Qiang<sup>2)</sup> Guo Zhi-Wei<sup>3)</sup> Sun Yong<sup>3)</sup> Miao Xiang-Yang<sup>1)‡</sup>

1) (College of Physics and Information Engineering, Shanxi Normal University, Linfen 041004, China)

2) (Jiangsu Key Laboratory of Micro and Nano Heat Fluid Flow Technology and Energy Application, School of Physics and Technology, Soochow University, Suzhou 215009, China)

3) (Key Laboratory of Advanced Microstructure Materials, Ministry of Education, Department of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

( Received 21 August 2017; revised manuscript received 16 September 2017 )

## Abstract

In cavity quantum electrodynamics (cQED), how an atom behaves in a cavity is what people care about. The coupling strength ( $g$ ) between cavity field and atoms plays a fundamental role in various QED effects including Rabi splitting. In the solid-state case, when an atomic-like two-level system such as a single quantum dot (QD) is placed into a cavity, Rabi splitting would occur if  $g$  is strong enough. In the classical limit, when a QD in a cavity changes into a classical oscillator, the normal-mode splitting would also take place. It is known that  $g$  relies on the local fields at the places of the QDs or classical oscillators inside the cavity. However, for both cases, the traditional cavity modes involved are all in the form of standing waves and the localized fields are position-dependent. To ensure strong coupling between QDs or classical oscillators and photons, they should be placed right at the place where the cavity field is maximum, which is very challenging. How is the positional uncertainty overcome?

Recently, the peculiar behaviors of electromagnetic (EM) fields inside zero-index metamaterial (ZIM) in which permittivity  $\epsilon$  and/or permeability  $\mu$  are zero have aroused considerable interest. In ZIMs the propagating phase everywhere is the same and the effective wavelength is infinite, which strongly changes the scattering and mode properties of the EM waves. In addition to the above characteristics, the fields in ZIM could be homogeneous as required by Maxwell equations. While the special properties of ZIMs are investigated, the fabrication of ZIMs is widely studied. It is found that a two dimensional (2D) photonic crystal consisting of a square lattice of dielectric rods with accidental degeneracy can behave as a loss-free ZIM at Dirac point.

To overcome the positional uncertainty, in this paper we propose a cavity filled with effective zero-index metamaterial (ZIM). When the ZIM is embedded in a cavity, the enhanced homogeneous fields can occur under the resonance condition. Finally, experimental verification in microwave regime is conducted. In the experiments, we utilize a composite right/left-handed transmission line with deep subwavelength unit cell to mimic a ZIM and use a metallic split ring resonator (SRR) as a magnetic resonator whose resonance frequency is determined by structural parameters. The experimental results that in general agree well with the simulations demonstrate nearly position-independent normal-mode splitting.

**Keywords:** photonic crystal, metamaterial, cavity quantum electrodynamics

**PACS:** 42.70.Qs, 81.05.Xj, 42.50.Pq

**DOI:** 10.7498/aps.67.20171880

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11404204, 51607119, 11674247).

† Corresponding author. E-mail: [bigbrowm@163.com](mailto:bigbrowm@163.com)

‡ Corresponding author. E-mail: [sxymiao@126.com](mailto:sxymiao@126.com)