

# 有效折射率微扰法研究单缺陷光子晶体平板微腔的性质\*

周文飞<sup>1)2)†</sup> 叶小玲<sup>1)</sup> 徐波<sup>1)</sup> 张世著<sup>1)</sup> 王占国<sup>1)</sup>

1) (中国科学院半导体研究所, 半导体材料科学重点实验室, 北京 100083)

2) (清华大学物理系, 北京 100084)

应用有效折射率微扰法结合二维/三维平面波方法研究了施主和受主缺陷型 H1 微腔的性质, 使用修正后的有效折射率可以准确地计算微腔的腔模频率, 与三维全矢量时域有限差分法的计算结果很相近. 对于施主型 H1 微腔, 以介质带边为匹配标准修正的有效折射率计算的微腔腔模频率误差最小, 而对于受主型 H1 微腔, 匹配标准则应设置为中间带. 有效折射率微扰法既可以将计算的维度从三维降到二维, 大大减少计算所需的计算机内存和时间, 又可以保持计算结果的准确性, 这对于光子晶体微腔的广泛应用具有非常重要的价值.

**关键词:** 光子晶体平板, H1 微腔, 有效折射率, 腔模频率

**PACS:** 42.70.Qs, 78.20.Bh, 78.40.Fy, 78.20.Ci

## 1 引言

1987 年, Yablonovitch 在研究如何控制材料的自发辐射<sup>[1]</sup> 以及 John 在研究光子局域化效应<sup>[2]</sup> 时, 各自独立提出了光子晶体的概念. 它的重要特征是存在光子禁带, 上禁带边称为空气带, 下禁带边称为介质带, 禁带中心为中间带. 从抑制不需要的自发辐射角度来说, 三维 (3D) 光子晶体是最合适的选择<sup>[3,4]</sup>. 但是, 三维光子晶体存在复杂的三维连通性和严格的排列要求, 目前制备三维光子晶体的技术还不成熟, 所以人们研究发展了光子晶体二维平板结构. 空气桥式平板光子晶体是广泛采用的一种结构, 即由空气构成上下的低折射率包层, 这种结构在水平方向由光子带隙形成对光的限制, 垂直平面方向则利用波导层和空气之间的全内反射形成光限制.

在二维光子晶体平板上制作微腔有许多优点, 具有灵活的设计和简单的制作过程, 通过调整晶格的几何结构即可方便地改变微腔模式、波长、偏振特性和辐射方向等<sup>[5-7]</sup>. 到现在为止, 已经报道了多种结构类型的平板光子晶体微腔, 比较有代

表性的是 H1, H2 和 L3 等微腔<sup>[8-12]</sup>. 其中 H1 微腔是较早开始研究的一种微腔结构, 它是在完整的光子晶体结构中改变中间一个孔的孔径, 若减小孔径或去掉此孔形成的缺陷称为施主型缺陷 (图 1(a) 所示); 而增大孔径形成的缺陷则称为受主型缺陷 (图 1(b) 和 (c) 所示). 两种类型的 H1 型微腔已经有了多方面应用, 例如微腔激光器、带边激光器, 非线性发光、产生纠缠光子对, 等等<sup>[10,13-16]</sup>.

用来计算光子晶体性质的方法已经有很多种, 其中主要有多重散射法、导模展开法、平面波展开法和时域有限差分法等<sup>[17-20]</sup>. 文献采用的主要是全矢量三维时域有限差分法<sup>[8-10]</sup>, 这种方法可以准确地预测光子晶体的性质, 但是需要很大的计算机内存和相当长的计算时间. 为了克服这种困难, 人们使用标准有效折射率方法去降低计算的维度, 即从三维降到二维, 利用不存在光子晶体空气孔时均匀介质平板波导基模的有效折射率去计算能带结构. 但是这种方法只适合折射率差较小的波导结构, 对高折射率差的波导结构有较大的计算误差<sup>[21]</sup>. 除此之外, 标准有效折射率方法只考虑无光子晶体空气孔的结构, 这样得到的有效折射率必然

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60990315, 60625402, 61161130527) 资助的课题.

† E-mail: wfzhou@semi.ac.cn

高于引入空气孔时的有效折射率,也会导致较大的计算误差.因此,必须对有效折射率进行调整.

为了调整有效折射率使其适用于研究高折射率差的光子晶体平板微腔,人们尝试了多种方法,如频率补偿法、增强的有效折射率法和有效折射率微扰法(EIP)等<sup>[22-24]</sup>.其中,有效折射率微扰法是一种有效的方法,它以标准的有效折射率法为基础,通过匹配三维平面波法和二维平面波法得到的光子带隙,对有效折射率进行修正,然后利用修正后的有效折射率以二维计算方法研究平板光子晶体及其微腔的性质.但是,已报道的结果主要应用这种方法初步研究了施主缺陷型的H1微腔,认为利用介质带边作为匹配标准修正后的有效折射率可以正确地模拟其禁带和腔模频率,但是没有对其做出合理的解释,而且对受主缺陷型H1微腔的研究还未见报道.在本工作中,我们将应用有效折射率微扰法结合二维/三维平面波法系统地研究施主和受主型的H1微腔性质.

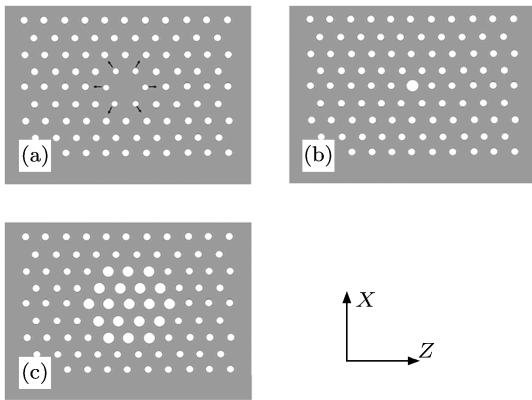


图1 H1型微腔示意图 (a) 施主缺陷型,中间去掉一个孔,最近邻的六个孔缩小并向外平移;(b) 受主缺陷型,中间孔的孔径增大;(c) 受主缺陷型,最近邻和次近邻孔的孔径增大为与中间孔的孔径一致.箭头表示X和Z方向,在本文中都是采用这种表示

## 2 模拟方法

### 2.1 标准有效折射率法<sup>[25]</sup>

标准有效折射率法是将有限厚度的二维光子晶体平板结构用第三维(垂直方向)无限长的理想二维光子晶体来近似,这种理想二维光子晶体介质的折射率等效为不存在光子晶体空气孔时均匀介质平板波导基模的有效折射率.这种方法的实质是将波导对光子晶体模式的影响用均匀平板导模传

输的一个有效折射率来代替,然后利用二维计算方法研究光子晶体及其微腔的性质.

### 2.2 有效折射率微扰法<sup>[24]</sup>

为了对有效折射率做出正确的修正,本文采用了三种匹配标准,简化的计算步骤如下:1) 采用三维平面波和超原胞相结合的方法,计算有限厚度无缺陷二维平板光子晶体的能带结构,带隙的介质带边、中间带位置和空气带边对应的频率分别记作 $\omega_d^{3D}$ ,  $\omega_{mid}^{3D}$ 和 $\omega_a^{3D}$ ;2) 将二维平板光子晶体转换成第三维无限长的理想二维光子晶体,它的折射率为标准有效折射率法得到的基模的有效折射率( $n_{eff}^0$ )<sup>[21,25]</sup>,采用二维平面波法,计算理想二维光子晶体的能带结构,带隙的介质带边、中间带位置和空气带边对应的频率分别记作 $\omega_d^{2D}$ ,  $\omega_{mid}^{2D}$ 和 $\omega_a^{2D}$ ;3) 两种方法的禁带计算误差可以表示为 $\delta\omega_i = (\omega_i^{2D} - \omega_i^{3D})/\omega_i^{3D}$ , ( $i = d, mid$ 和 $a$ ,分别代表介质带边、中间带位置和空气带边),如果 $\delta\omega_i$ 的绝对值大于0.5%,就对有效折射率进行修正: $(n_{eff}^k)_i = (1 + \delta\omega_i) \times (n_{eff}^{k-1})_i$ , ( $k = 1, 2, 3 \dots$ ,  $k$ 为迭代次数,且 $(n_{eff}^0)_d = (n_{eff}^0)_{mid} = (n_{eff}^0)_a = n_{eff}^0$ ),然后利用修正后的有效折射率重新计算步骤2)中理想二维光子晶体的能带结构,一直到误差 $|\delta\omega_i| \leq 0.5\%$ 时停止;4) 利用修正后满足条件的有效折射率 $(n_{eff}^k)_i$ ,采用二维平面波和超原胞相结合的方法计算带有缺陷的二维光子晶体的能带结构,这样就可以得到H1微腔的腔模频率和模式分布.

为了较好地判断基于何种匹配标准修正后的有效折射率适用于施主和受主型H1微腔特性的模拟,也为了方便与其他计算方法的结果进行比较,我们采用了已经报道的结构参数,文献中都是应用了全矢量三维时域有限差分法(3D FDTD)进行了模拟.对于施主型H1微腔<sup>[8]</sup>,去除了中心一个孔.为了实现腔模频率的调制,在保持对称性的前提下,减小了中心最近邻六个空气孔的孔径,同时对它们进行了向外平移.经过平移后,最近邻六个空气孔与未平移时的孔相切,具体参数如表1所示.对于第一种受主型H1微腔<sup>[9]</sup>,中心孔半径固定,但是改变了周围空气孔的孔径;对于第二种受主型H1微腔<sup>[10]</sup>,近邻的两排孔的孔径增大为中心孔的孔径一致,与周围空气孔的孔半径差别固定为20 nm,具体参数如表2所示.

表1 施主型 H1 微腔的具体参数

晶格常数	孔半径	平板高度	中心孔半径	最近邻孔半径	最近邻孔平移
$a/\text{nm}$	$r/\text{nm}$	$h/\text{nm}$	$r'/\text{nm}$	$r''/\text{nm}$	$s/\text{nm}$
350	109	249	0	109	0
350	109	249	0	95	14
350	109	249	0	84	25
350	109	249	0	74	35

表2 受主型 H1 微腔的具体参数

类型	晶格常数	孔半径	平板高度	中心孔半径	最近邻孔半径	最近邻孔平移
	$a/\text{nm}$	$r/\text{nm}$	$h/\text{nm}$	$r'/\text{nm}$	$r''/\text{nm}$	$s/\text{nm}$
I	410	123	308	185	123	0
I	410	144	308	185	144	0
II	390	94	281	114	114	0
II	390	105	281	125	125	0
II	390	117	281	137	137	0
II	390	129	281	149	149	0

### 3 结果与讨论

为了评价利用修正的有效折射率计算的腔模频率精度, 将腔模频率误差定义为  $\delta\omega_i = (\omega_i^{\text{EIP}} - \omega')/\omega'$ , ( $i = \text{d, mid}$  和  $\text{a}$ , 分别代表介质带边、中间带位置和空气带边), 这里  $\omega_i^{\text{EIP}}$  代表利用修正的有效折射率计算得到的腔模频率,  $\omega'$  代表文献中应用 3D FDTD 模拟得到的腔模频率. 图 2 显示了基于不同有效折射率的施主缺陷型微腔的带隙和腔模频率的计算误差, 分别利用了标准有效折射率方法得到有效折射率, 以及分别匹配介质带边、中间带和空气带边修正后的有效折射率. 从图 2(a) 可以看出, 当最近邻的孔径未缩小时, 只有一个腔模出现, 即偶极模. 对于标准有效折射率法得到的基模有效折射率 ( $n_{\text{eff}}^0 = 2.944$ ), 偶极模的计算误差为  $-2.5\%$ . 匹配介质带边、中间带和空气带边修正后的有效折射率分别是 2.829, 2.797, 2.772, 相应的偶极模的计算误差分别为 1.1%, 2.1%, 2.9%. 可以看出, 利用介质带边作为标准修正后的有效折射率计算的偶极模的误差最小. 当最近邻的孔径缩小为 74 nm 时, 有四个模式出现, 分别是偶极模、六极模、四极模和单极模, 如图 2(b) 所示. 从图中可以看出, 四种模式都是在利用介质带边作为有效折射率的修正标准时计算的误差最小, 与图 2(a) 的结果一致. 图 3 是施主缺陷型微腔的各个模式的计算误差和最近邻孔孔径尺寸的关系. 每个模式都分别应用了来源于标准有效折射率法的有效折射率,

以及匹配介质带边、中间带和空气带边修正的有效折射率. 从图中可以看出, 除了六极模外, 尽管最近邻的孔径在变化, 其他模式都满足以介质带边作为有效折射率的修正标准时计算的误差最小, 这对实际应用是很重要的, 有利于应用相同的匹配标准实现对 H1 微腔各种腔模的计算. 总之, 对于施主缺陷型 H1 微腔, 介质带边作为有效折射率的修正标准时计算的腔模频率误差最小, 与文献 [24] 结果一致.

图 4 所示为基于不同有效折射率的受主缺陷型微腔的带隙和腔模频率的计算误差. 从图 4(a) 可以看出, 对于第一种受主型微腔, 当周围的孔半径  $r = 123 \text{ nm}$  时, 对于标准有效折射率法计算的基模有效折射率 ( $n_{\text{eff}}^0 = 2.967$ ), 腔模频率的计算误差为  $-3.2\%$ . 匹配介质带边、中间带和空气带边修正后的有效折射率分别是 2.885, 2.853, 2.825, 相应的腔模频率的计算误差分别为  $-0.6\%$ ,  $0.5\%$ ,  $1.4\%$ . 可以看出, 利用中间带作为标准修正后的有效折射率计算的腔模频率的误差最小. 图 4(b) 所示为第二种受主型微腔的腔模频率的计算误差与有效折射率的关系. 可以看出, 当周围的孔半径  $r = 94 \text{ nm}$ , 近邻孔半径  $r'' = 114 \text{ nm}$  时, 利用来源于标准有效折射率法的基模有效折射率, 以及匹配介质带边、中间带和空气带边修正后的有效折射率计算的模式误差分别是  $-3.4\%$ ,  $-1.1\%$ ,  $-0.07\%$ ,  $1.0\%$ . 可以看出, 利用中间带作为有效折射率的修正标准时计算的腔模频率误差仍然是最小, 与图 4(a) 的结果一

致. 图 5 是两种类型的受主型微腔的腔模频率计算误差和孔径尺寸的关系. 每个类型都分别应用了基模的有效折射率, 以及匹配介质带边、中间带和空气带边修正的有效折射率. 从图中可以看出, 两种受主型微腔的腔模频率都满足以中间带作为有效折射率的修正标准时计算的误差最小, 与周围和邻近孔径尺寸的大小关系不大. 总之, 对于受主缺陷型 H1 微腔, 中间带作为有效折射率的修正标准时计算的腔模频率误差最小, 与施主缺陷型匹配的匹配标准不相同.

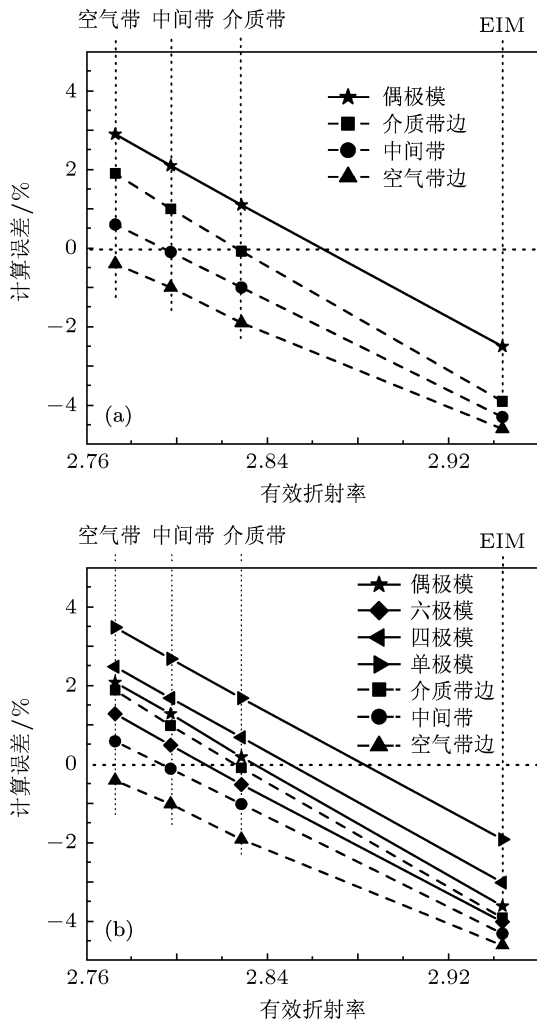


图 2 施主缺陷型微腔的带隙和腔模频率的计算误差 分别应用了来源于标准有效折射率法, 以及匹配介质带边、中间带和空气带边得到的有效折射率, 竖直虚线所示为相应情况的有效折射率值: (a) 最近邻孔径半径  $r'' = 109 \text{ nm}$ ; (b) 最近邻孔径半径  $r'' = 74 \text{ nm}$

从以上的分析可以看出, 当采用合适的匹配标准对有效折射率进行修正后, 应用二维计算方法也可以较准确地得到施主和受主缺陷型 H1 微腔的腔模频率; 对于个人电脑而言, 计算所需时间一般

为几个小时, 所需内存不到 1 Gb. 而三维计算方法所需内存一般在 10 Gb 以上, 所需计算时间至少为上百小时, 一般个人电脑无法胜任. 所以, 这种方法适用于在计算资源有限的情况下对光子晶体进行模拟.

根据电磁场变分理论 [26,27], 一个模式倾向于将电场强度的能量主要集中于高折射率区域, 从而降低其能量, 同时保持与相邻模式的正交关系. 对于均匀介质平板波导, 在其中可以传播的本征导模的个数是很有限的, 它可以形成一套基矢求解 Maxwell 方程, 从而得到光子晶体及其微腔的性质. 本征导模可以在波导中进行传播, 没有能量的相互转移. 当空气孔被引入到平板波导时, 相当于一种微扰, 这会导致波导本征模式的相互作用, 产生新的模式. 对于标准有效折射率法, 只是应用了均匀介质平板波导基模的有效折射率去代替二维光子晶体的介质折射率. 当应用不同匹配标准对有效折射率进行修正后, 高阶本征导模的作用也被包含到了计算过程中, 所以有可能提高腔模频率的计算精度.

光在光子晶体中的传播性质是由 Maxwell 方程决定的. 折射率的空间周期性变化产生了光子禁带, 折射率的变化可以影响光子带隙的位置和宽度等. 在完整光子晶体中引入缺陷, 就会引起折射率的变化, 相当于对折射率的一种微扰. 根据电磁场变分理论 [27], 由于介电常数的微扰  $\Delta\epsilon(\mathbf{r})$  而引起的频率的变化  $\Delta\omega$  可以表示为

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{2} \frac{\int d^3\mathbf{r} \Delta\epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{\int d^3\mathbf{r} \epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2} + O(\Delta\epsilon^2), \quad (1)$$

其中,  $\omega$  和  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  是未引入微扰时介电常数为  $\epsilon$  时的频率和电场强度,  $O(\Delta\epsilon^2)$  为高阶项, 一般情况都可以忽略. 可以看出, (1) 式的分子的体积分只有在被微扰区域才有贡献. 因为折射率和介电常数的关系为  $n = \sqrt{\epsilon}$ , 所以  $\Delta\epsilon \approx \epsilon \cdot 2\Delta n/n$ , 在这里我们认为在整个微扰区域内  $\Delta n/n$  的值不变, 所以可以将它提出到积分号外, (1) 式可以变形为

$$\Delta\omega = -\omega \cdot \frac{\Delta n}{n} \times \left( \frac{\int d^3\mathbf{r}' \epsilon(\mathbf{r}') |\mathbf{E}(\mathbf{r}')|^2}{\int d^3\mathbf{r} \epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2} + O(\Delta\epsilon^2) \right), \quad (2)$$

其中, 大括号内分子代表在微扰区域内的积分, 分母则代表在全区域内的积分. 从 (2) 式可以看出, 折射率的增加会使模式频率下降, 也就是说, 对同一种结构参数, 折射率越大, 计算的模式频率越小.

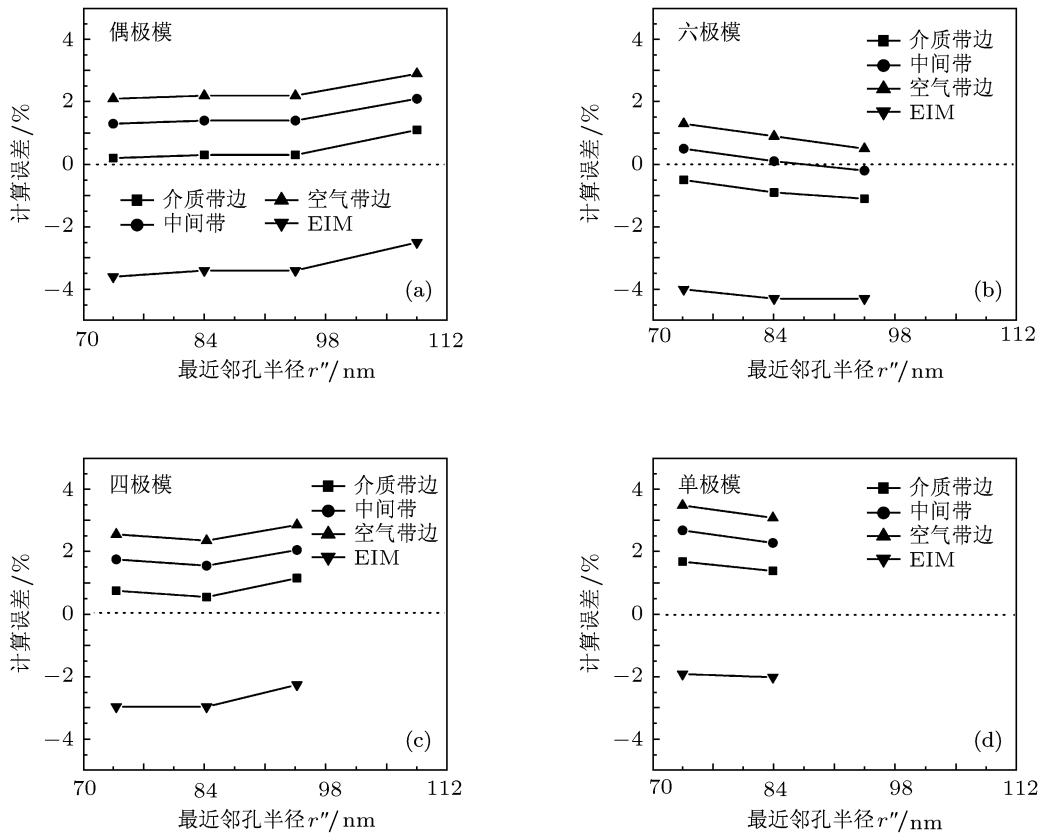


图3 施主缺陷型微腔的各个模式的计算误差和最近邻孔孔径尺寸的关系 每个模式都分别应用了来源于标准有效折射率法, 以及匹配介质带边、中间带和空气带边得到的有效折射率; (a) 偶极模; (b) 六极模; (c) 四极模; (d) 单极模

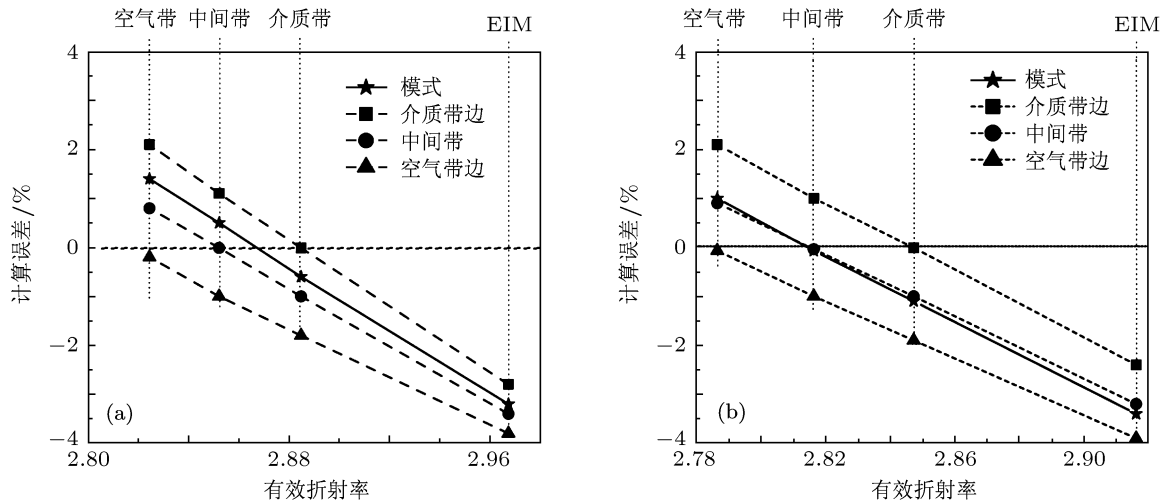


图4 受主缺陷型微腔的带隙和腔模频率的计算误差 分别应用了来源于标准有效折射率方法, 以及匹配介质带边、中间带和空气带边得到的有效折射率, 垂直虚线所示为相应情况的有效折射率值; (a) 图 1(b) 所示结构, 周围孔半径  $r = 123 \text{ nm}$ ; (b) 图 1(c) 所示结构, 周围孔半径  $r = 94 \text{ nm}$ , 最近邻孔半径  $r'' = 114 \text{ nm}$

我们研究了三种结构参数的 H1 微腔, 对它们的有效折射率的修正都是在完整光子晶体中进行的. 对于每一种结构参数, 标准有效折射率法的基模有效折射率, 以及利用介质带边、中

间带和空气带边修正后的有效折射率的大小都满足  $n_{\text{eff}}^0 > (n_{\text{eff}})_{\text{d}} > (n_{\text{eff}})_{\text{mid}} > (n_{\text{eff}})_{\text{a}}$ . 以三维平面波法计算的完整光子晶体禁带位置为参考 (图 6(a)), 利用标准有效折射率法的基模有效

折射率及不同匹配标准修正后的有效折射率以二维平面波法计算的完整光子晶体禁带位置如图 6(b)—(e) 所示. 与图 6(a) 相比, 利用基模的有效折射率计算的禁带位置 (图 6(b)) 比其低很多, 这就说明了利用基模的有效折射率计算的微腔腔模频率误差较大的原因. 修正有效折射率后, 以介质带边为标准修正的有效折射率计算的介质带边与图 6(a) 所示的介质带边相差最小, 且位于其下方, 以中间带和空气带为标准修正的有效折射率计算的介质带边与图 6(a) 所示的介质带边相差较大, 且位于其上方. 对于 H1 型微腔, 我们对中心孔及其周围孔径进行了调制, 引入了折射率的变化, 所以必然会导致禁带频率的变化. 对于施主型 H1 微腔, 去除了中心一个孔, 介质代替了此孔, 引起了折射率的增加, 相对于完整的光子晶体的能带来讲, 它的禁带频率会小幅下降, 如图 6(f) 所示. 从图中可以看出, 它最可能与以介质带边为标准修正的有效折射率计算的禁带频率相符, 所以对于施主型 H1 微腔, 以介质带边为匹配标准时计算的微腔腔模频率误差最小. 对于中心空气孔比周围孔大的受主型 H1 微腔, 相对于无缺陷的光子晶体, 引起了折射率的减少, 这样就导致了禁带位置的小幅上升, 如图 6(g) 所示. 从图中可以看出, 它有可能与中间带和空气带为标准修正的有效折射率计算的禁带位置相符. 对比图 6(d) 和 (e) 可以看出, 以空气带边为标准修正的有效折射率计算的禁带位置明显高于以中间带为标准修正的有效折射率计算的禁带位置. 在受主型 H1 微腔中, 缺陷引起的折射率的改变很小, 即只能导致禁带位置的小幅上升. 所以, 以中

间带为匹配标准时计算的受主型微腔的腔模频率误差最小.

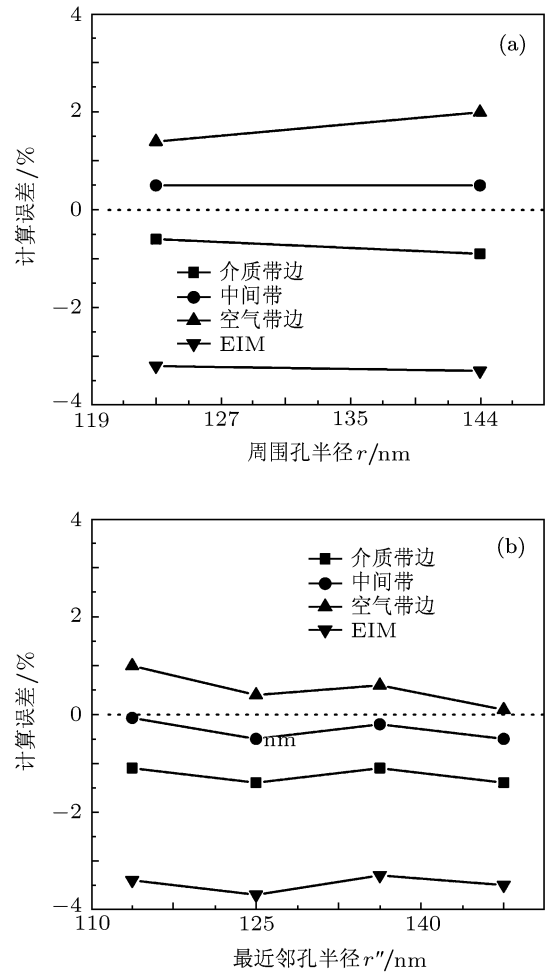


图 5 受主缺陷型微腔模式频率的计算误差和最近邻孔孔径尺寸的关系 每个模式都分别应用了来源于标准有效折射率法, 以及匹配介质带边、中间带和空气带边得到的有效折射率; (a) 图 1(b) 所示结构; (b) 图 1(c) 所示结构

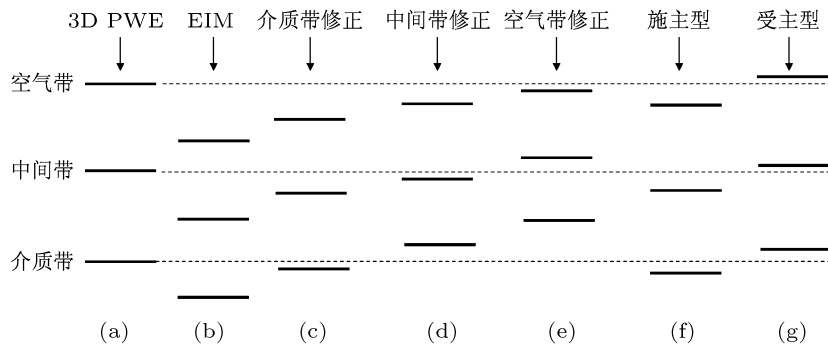


图 6 同一种结构参数的光子晶体不同情况下的禁带位置关系 (a) 三维平面波法计算的完整光子晶体禁带; (b) 利用基模的有效折射率以二维平面波法计算的完整光子晶体禁带; (c) 以介质带边为匹配标准修正有效折射率后, 二维平面波法计算的完整光子晶体禁带; (d) 以中间带为匹配标准修正有效折射率后, 二维平面波法计算的完整光子晶体禁带; (e) 以空气带边为匹配标准修正有效折射率后, 二维平面波法计算的完整光子晶体禁带; (f) 引入施主型 H1 微腔后, 三维平面波法计算的光子晶体禁带; (g) 引入受主型 H1 微腔后, 三维平面波法计算的光子晶体禁带

## 4 结论

本文应用有效折射率微扰法结合二维/三维平面波方法研究了施主和受主缺陷型 H1 微腔的性质, 使用修正后的有效折射率可以准确地计算微腔的腔模频率. 具体而言, 对于施主型 H1 微腔, 以介质带边为匹配标准时修正的有效折射率计算的微腔腔模频率误差最小, 而对于受主型 H1 微腔, 匹配

标准则应该设置为中间带. 只要选择合适的匹配标准对有效折射率进行修正, 利用其计算的微腔腔模频率与三维全矢量时域有限差分法的计算结果很相近. 应用有效折射率微扰法既可以将计算的维度从三维降到二维, 大大减少计算时所需的内存和时间, 又可以保持计算结果的准确性, 这对于光子晶体微腔的广泛应用是非常重要的.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Ogawa S, Imada M, Yoshimoto S, Okano M, Noda S 2004 *Science* **305** 227
- [4] Lodahl P, Floris van Driel A, SNikolaev I, Irman A, Overgaag K L, Vos W, Vanmaekelbergh D 2004 *Nature* **430** 654
- [5] Tian J, Han S Z, Cheng B Y, Li Z Y, Feng S, Zhang D Z, Jin A Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1218 (in Chinese) [田洁, 韩守振, 程丙英, 李志远, 冯帅, 张道中, 金爱子 2005 物理学报 **54** 1218]
- [6] Peng Y S, Ye X L, Xu B, Niu J B, Jia R, Wang Z G, Liang S, Yang X H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7073 (in Chinese) [彭银生, 叶小玲, 徐波, 牛洁斌, 贾锐, 王占国, 梁松, 杨晓红 2010 物理学报 **59** 7073]
- [7] Shen H J, Tian H P, Ji Y F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2820 (in Chinese) [沈宏君, 田慧平, 纪越峰 2010 **59** 2820]
- [8] Shirane M, Kono S, Ushida J, Ohkouchi S, Ikeda N, Sugimoto Y, Tomita A 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 073107
- [9] Srinivasan K, Painter O 2003 *Opt. Express* **11** 579
- [10] Kwon S H, Kim S H, Kim S K, Lee Y H 2004 *Opt. Express* **12** 5356
- [11] Ryu H Y, Notomi M 2004 *Opt. Express* **12** 1709
- [12] Nomura M, Iwamoto S, Nakaoka T, Ishida S, Arakawa Y 2006 *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 6091
- [13] No Y S, Ee H S, Kwon S H, Kim S K, Seo M K, Kang J H, Lee Y H, Park H G 2009 *Opt. Express* **17** 1679
- [14] Tawara T, Kamada H, Zhang Y H, Tanabe T, Cade N I, Ding D, Johnson S R, Gotoh H, Kuramochi E, Notomi M, Sogawa T 2008 *Opt. Express* **16** 5199
- [15] Larqué M, Karle T, Robert-Philip I, Beveratos A 2009 *New J. Phys.* **11** 033022
- [16] Römer F, Witzigmann B 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 31
- [17] Lie M L, Zhao Q Z 1998 *Phys. Rev. B* **58** 9587
- [18] Andreani L C, Gerace D 2006 *Phys. Rev. B* **73** 235114
- [19] Shi S Y, Chen C H, Prather D W 2004 *J. Opt. Soc. Am. A* **21** 1769
- [20] Lavrinenko A, Borel P, Frandsen L 2004 *Opt. Express* **12** 234
- [21] Qiu M 2003 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1163
- [22] Witzens J, Loncar M, Scherer A 2002 *IEEE J. Quantum. Electron* **8** 1246
- [23] Dems M, Nakwaski W 2006 *Opt. Appl.* **36** 51
- [24] Zhou W D, Qiang Z X, Chen L 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 2615
- [25] Chen C, Shi S, Murakowski J, Prather W D 2004 *Proc. SPIE* **5360** 390
- [26] Yang L, Motohisa J, Fukui T 2005 *Opt. Eng.* **44** 078002
- [27] Joannopoulos J D, Johnson S G, Winn J N, Meade R D 2008 *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (New Jersey: Princeton University Press) p18

# Study on properties of the H1 photonic crystal slab cavity using the effective index perturbation method\*

Zhou Wen-Fei<sup>1)2)†</sup> Ye Xiao-Ling<sup>1)</sup> Xu Bo<sup>1)</sup> Zhang Shi-Zhu<sup>1)</sup> Wang Zhan-Guo<sup>1)</sup>

1) (*Key Laboratory of Semiconductor Materials Science, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

2) (*Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

## Abstract

In this paper the effective index perturbation technique in combination with two-dimensional (2D)/three-dimensional (3D) plane wave expansion methods is used to predict resonant mode frequencies of donor-like and acceptor-like H1 photonic crystal slab cavity, and their results are very close to the ones obtained by three-dimensional finite difference time domain method. For donor-like H1 photonic cavity, when the perturbed effective index by matching dielectric band edge is used, there is a relatively small frequency difference; however, for acceptor-like H1 photonic cavity, the matching criterion should be set at middle band position. The effective index perturbation method can not only save computation time and computer memory with reducing dimensionality (from 3D to 2D), but also ensure the accuracy of the simulation results, which is substantially important for the extensive application of photonic crystal slab cavity.

**Keywords:** photonic crystal slab, H1 cavity, effective index, resonant mode frequencies

**PACS:** 42.70.Qs, 78.20.Bh, 78.40.Fy, 78.20.Ci

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60990315, 60625402, 61161130527).

† E-mail: wfzhou@semi.ac.cn