



## 不同缺陷态下具有高光力耦合率的新型一维光力晶体纳米梁

徐琦 孙小伟 宋婷 温晓东 刘禧莹 王羿文 刘子江

### Novel one-dimensional optomechanical crystal nanobeam with high optomechanical coupling rate under different defect states

Xu Qi Sun Xiao-Wei Song Ting Wen Xiao-Dong Liu Xi-Xuan Wang Yi-Wen Liu Zi-Jiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 224210 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210925

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210925>

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

#### 您可能感兴趣的其他文章

##### Articles you may be interested in

##### 新型二维三组元压电声子晶体板的缺陷态及振动能量回收

Defect states and vibration energy recovery of novel two-dimensional piezoelectric phononic crystal plate

物理学报. 2019, 68(23): 234206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190260>

##### 基于有限元法的光子并矢格林函数重整化及其在自发辐射率和能级移动研究中的应用

Renormalization of photon dyadic Green function by finite element method and its applications in the study of spontaneous emission rate and energy level shift

物理学报. 2018, 67(19): 193102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180898>

##### 新型二维压电声子晶体板带隙可调性研究

Tunable bandgaps in novel two-dimensional piezoelectric phononic crystal slab

物理学报. 2018, 67(21): 214208 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180611>

##### 基于对偶单元法的三维集成微系统电热耦合分析

Electrothermal coupling analysis of three-dimensional integrated microsystem based on dual cell method

物理学报. 2021, 70(7): 074401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201628>

##### 有限温度下腔光机械系统中 $N$ 个二能级原子的相变和热力学性质

Phase transition and thermodynamic properties of  $N$  two-level atoms in an optomechanical cavity at finite temperature

物理学报. 2019, 68(19): 193701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190347>

##### 基于个性化三维心脏-躯干模型的心磁正问题

Magnetocardiogram forward problem based on personalized three-dimensional heart-torso model

物理学报. 2019, 68(17): 178702 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190387>

# 不同缺陷态下具有高光力耦合率的新型 一维光子晶体纳米梁\*

徐琦<sup>1)</sup> 孙小伟<sup>1)†</sup> 宋婷<sup>1)</sup> 温晓东<sup>1)</sup>  
刘禧萱<sup>1)</sup> 王羿文<sup>1)</sup> 刘子江<sup>1)2)</sup>

1) (兰州交通大学数理学院, 兰州 730070)

2) (兰州城市学院物理系, 兰州 730070)

(2021年5月17日收到; 2021年6月16日收到修改稿)

本文设计了一种由两侧挖孔的六棱柱单胞周期性排列而成的新型光子晶体纳米梁谐振腔, 利用有限元法计算了该结构在不同缺陷态下的带隙特性. 基于移动边界效应和光弹性效应机制, 采用一阶微扰理论并借助光力耦合系数算法获得了光子晶体纳米梁谐振腔的光力耦合率, 同时分析了谐振腔声学模式的对称性, 并对光力耦合机制进行了探索. 研究表明: 改变缺陷数量或优化几何结构均可改善光学模式和机械模式的重叠性; 对于同种缺陷不同数量的谐振腔结构, 缺陷数量只会影响光力耦合率中移动边界效应和光弹性效应的作用方式, 而几乎不会改变其耦合率的大小. 分析具有梯度缺陷的光子晶体纳米梁谐振腔的振动模式对称性发现, 只有关于  $x-y$ ,  $x-z$ ,  $y-z$  平面偶对称的振动模式才能与光学模式产生强耦合, 并得到高达 2.25 MHz 的光力耦合率.

**关键词:** 光子晶体, 缺陷态, 光力耦合效应, 有限元法

**PACS:** 42.60.Da, 42.50.Wk, 78.20.hb, 42.70.Qs

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210925

## 1 引言

光子晶体是指具有光子带隙特性的人造周期性电介质结构, 当电磁波在光子晶体中传播时, 会产生与半导体类似的能带结构<sup>[1]</sup>. 电磁波可在特定频率范围的光子能带中传播而在带隙中无法传播, 凭借这一特性可以实现对电磁波的人工调控, 从而产生一些新颖的物理现象如电磁波的自准直、负折射、调谐滤波等<sup>[2]</sup>. 与光子晶体类似, 声子晶体是一种弹性常数及密度周期性分布的人工复合结构, 可以对弹性波进行实时调控<sup>[3]</sup>. 而当电磁波和弹性波

被限制在微纳米尺度上时, 由于两者态密度的增加, 它们的相互作用剧烈增强, 可实现声对光的有效控制. 因此, 随着纳米技术近年来的不断进步, 微纳米结构中的声光相互作用受到了广泛关注.

光子晶体最重要的物理特性是同时具有声子带隙和光子带隙并对电磁波和弹性波进行调控. 与声子晶体、光子晶体分类类似, 光子晶体按空间周期性分类可分为一维、二维和三维体系<sup>[4]</sup>. 一维体系中的梁结构和二维体系中的板结构在非周期性方向上具有有限尺寸, 凭借其相对成熟的加工工艺被广泛研究并加工制作. 2006年, Maldovan 和 Thomas<sup>[5]</sup> 第一次从理论上证实了在二维周期性结

\* 甘肃省高等学校产业支撑计划项目 (批准号: 2021CYZC-07)、甘肃省重点人才项目 (批准号: 2020RCXM100)、甘肃省自然科学基金重点项目 (批准号: 20JR5RA427, 20JR5RA211)、甘肃省高等学校创新基金项目 (批准号: 2020A-039) 和兰州市科技计划项目 (批准号: 2021-1-140) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sunxw\_lzjtu@yeah.net

构中可同时产生光子和声子带隙,引入缺陷实现了对电磁波和弹性波同步局域并促进了声光相互作用. 光子晶体凭借带隙特性,可对电磁波和弹性波进行调控,进而实现滤波<sup>[6,7]</sup>、单向传输<sup>[8]</sup>、慢光慢声<sup>[9]</sup>等效应,也可作为传感器检测液体和气体的种类并对浓度、压强等参量进行测量<sup>[10,11]</sup>. 2009年, Eichenfield等<sup>[12]</sup>用两条光子晶体纳米梁构成了一种拉链式光子晶体腔结构,从实验上证实了这种结构可凭借光力耦合作用实现较大的光弹簧效应;同年,该团队在拉链腔的基础上提出了光子晶体这一概念,将具有声光子带隙的一维周期性结构开创性的引入到腔光力学领域并利用光力耦合特性提升了腔光力学系统对力变化的灵敏度<sup>[13]</sup>. 相较于传统的腔光力学系统如法布里珀罗腔、回音壁腔<sup>[14]</sup>,光子晶体谐振腔具有更高的光力耦合率和机械共振频率且其等效质量更小<sup>[15]</sup>. 此外,光子晶体谐振腔作为一种新的腔光力学系统,凭借其极强的光力耦合效应可利用激光的辐射压力将谐振腔的机械振动冷却至量子基态,从而为宏观尺度进行量子实验铺平了道路,并且为集成光声子电路<sup>[16]</sup>、弱力及微小位移测量<sup>[17]</sup>、量子操纵和量子信息处理<sup>[18–20]</sup>等实验提供了可行性思路. 因此,获得具有高光力耦合率的光子晶体至关重要. 光子晶体中光力耦合率的计算方法主要分为两种,分别是准静态方法<sup>[21]</sup>和计算光力耦合系数的方法<sup>[22]</sup>. Chan等<sup>[22]</sup>首次提出了利用有限元模拟与数值优化相结合的方法计算光子晶体纳米梁的耦合率,并考虑了移动边界和光弹性效应引起的光力耦合作用,获得了1.1 MHz的光力耦合率; Gomis-Bresco等<sup>[23]</sup>设计了一种具有光子模式带隙和声子完全带隙的振子型结构,并在此基础上构建了光子晶体纳米梁谐振腔,通过实验对谐振腔的声光耦合作用进行分析,发现利用声子完全带隙能够降低力学模式的能量损耗并增强声光相互作用,获得了1.8 MHz的光力耦合率; Oudich等<sup>[24]</sup>发现光子晶体谐振腔声学本征模式的对称性是影响光力耦合率的关键因素; Li等<sup>[25]</sup>优化了在一维硅波导中周期性挖孔的光子晶体纳米梁,发现只需增加谐振腔中缺陷结构的气孔半径就可以改善光学模式和声学模式的重叠性,显著提升光弹性效应对光力耦合率的影响,获得了1.16 MHz的光力耦合率. 近年来,狭缝型、鱼骨型光子晶体梁结构的提出同样提升了一维光子晶体纳米梁谐振腔的光力耦合率<sup>[26–28]</sup>,这些结构可以作为微纳

米光力系统中调制光学力的有效途径.

本文设计了一种相较于振子型<sup>[29]</sup>、鱼骨型<sup>[30]</sup>结构具有更宽声光子完全带隙的一维六角双孔型光子晶体. 利用有限元法计算了光子晶体纳米梁谐振腔在不同缺陷结构下的光学本征模式和声学本征模式,通过耦合系数算法分析了光弹性效应和移动边界效应对光力耦合率的贡献,讨论了不同缺陷态下声学模式的对称性对光力耦合率的影响.

## 2 模型及方法

### 2.1 光子晶体纳米梁谐振腔结构设计

具有声光子完全带隙的光子晶体通过引入缺陷结构能更好地局域电磁波和弹性波,从而增强光力耦合效应,但是目前对于改变缺陷结构来提高光力耦合率的研究较少. 图1(a)为本文所设计的一维光子晶体纳米梁谐振腔模型的三维示意图,该结构利用一维硅波导形成,通过改变纳米梁中心几个单胞的几何参数可形成缺陷区域构成光学谐振腔和声学谐振腔,镜子区域是由光子晶体单胞周期性排列而成,可实现对电磁波和弹性波的局域,提高光力耦合率. 图1(b)为光子晶体单胞结构示意图,其晶格常数用 $a$ 表示,气孔半径用 $r$ 表示,光子晶体纳米梁宽度用 $w$ 表示,厚度用 $s$ 表示,考虑到在通信方面的应用选取 $a$ 为457 nm, $r/a$ 为0.262, $s$ 为250 nm, $w$ 为707 nm. 在缺陷区域,本文研究了两种类型的谐振腔结构,分别为不同缺陷数量的奇、偶对称型谐振腔和几何优化缺陷区域的梯度谐振腔. 图1(c)代表缺陷数量从单个增加到6个的光子晶体谐振腔,图1(d)表示具有梯度腔的偶对称型光子晶体纳米梁谐振腔,其中梁两侧的镜子结构由5个单胞构成,中心缺陷区域由晶格常数先减小后增大的6个单胞组成. 图1(e)为奇对称型一维光子晶体纳米梁谐振腔,镜子结构与图1(b)相同,缺陷区域由晶格常数先减小后增大的7个单胞组成.

### 2.2 光力耦合率的计算方法

类比于腔光力学系统,光子晶体的光力耦合是指谐振腔的光学谐振模式与谐振腔可形变结构形成的振动模式之间发生的相互作用. 在光子晶体谐振腔中,机械振动会改变谐振腔的形状,使光学谐振模式的频率 $\omega_0$ 发生变化而成为机械振动幅度

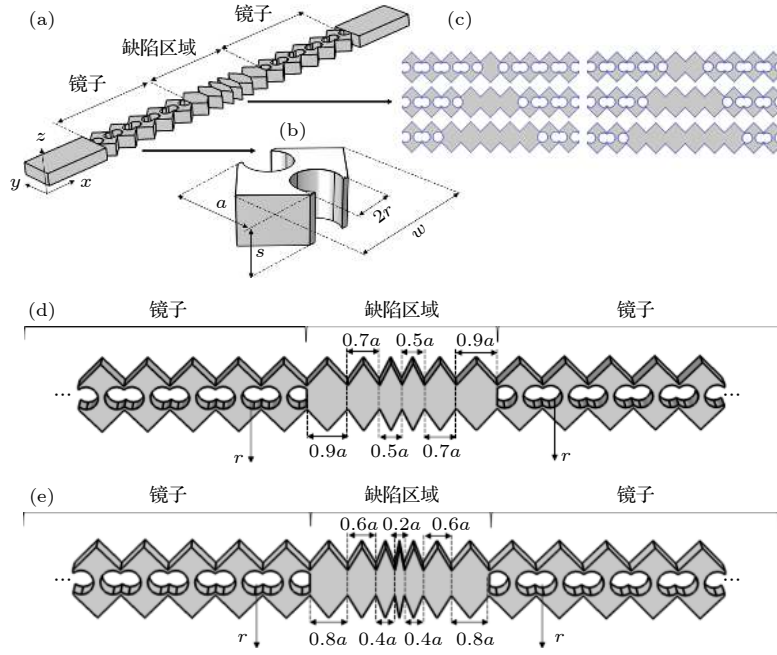


图1 所设计的一维六角双孔型光力晶体纳米梁谐振腔: (a) 谐振腔结构; (b) 光力晶体单胞; (c) 不同缺陷数量谐振腔; (d) 偶对称型梯度谐振腔; (e) 奇对称型梯度谐振腔

Fig. 1. The model structures of the one-dimensional hexagonal double-hole type optomechanical crystal nanobeam cavity designed in the present work, where (a) is nanobeam cavity structure, (b) is optomechanical crystal unit cell, (c) represents the cavity with different number of defects, and (d) and (e) are the even-symmetric and odd-symmetric gradient nanobeam cavity, respectively.

$\alpha$  的函数. 在微纳米结构中, 机械振动幅度微弱, 因此可将光学谐振频率在机械谐振腔处于平衡时 ( $\alpha = 0$ ) 进行泰勒展开:

$$\omega_0(\alpha) = \omega_0|_{\alpha=0} + \alpha \left. \frac{d\omega_0}{d\alpha} \right|_{\alpha=0} + \frac{1}{2} \alpha^2 \left. \frac{d^2\omega_0}{d\alpha^2} \right|_{\alpha=0} + \dots \quad (1)$$

目前对于光力耦合率的计算大多忽略 (1) 式的二次项及高次项, 只考虑线性的光力耦合, 可简化为

$$\begin{aligned} \omega_0(\alpha) &= \omega_0|_{\alpha=0} + \alpha \left. \frac{d\omega_0}{d\alpha} \right|_{\alpha=0} \\ &= \omega_0(0) + \alpha g_{OM} = \omega_0(0) + \alpha \frac{\omega_0}{L_{OM}}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中:  $\omega_0|_{\alpha=0} = \omega_0(0)$  代表光力晶体谐振腔处于平衡时的光学谐振频率;  $g_{OM} = \left. \frac{d\omega_0}{d\alpha} \right|_{\alpha=0}$  称为色散光力耦合系数, 用来表征光力耦合的强度. 为了量化不同光子和不同声子之间的耦合强度, 所以将  $g_{OM}$  与声子振动模态的零点涨落位移  $\chi_{zpf}$  的乘积作为衡量谐振腔光力耦合强度的品质因子, 用  $g_0$  表示即光力耦合率, 可用于不同声子振动模态之间耦合强度的比较, 其表达式为

$$g_0 = g_{OM} \cdot \chi_{zpf} = g_{OM} \cdot \sqrt{\frac{\hbar}{2m_{\text{eff}}\omega_m}}, \quad (3)$$

式中,  $\hbar$  表示约化普朗克常数,  $m_{\text{eff}}$  为声子模式的谐振腔有效质量,  $\omega_m$  表示声子模式的特征频率.

光力晶体纳米梁中的光力耦合率主要受移动边界效应和光弹性效应两部分影响, 移动边界效应为表面效应, 主要由机械模式位移影响不同材料界面处介电常数矩阵导致; 光弹性效应为体效应, 主要以机械模式变形导致电介质内部区域介电常数矩阵发生改变为主 [31].  $g_0$  还可表示为

$$g_0 = g_{mb} + g_{pe} = \left( \left. \frac{d\omega_0}{d\alpha} \right|_{mb} + \left. \frac{d\omega_0}{d\alpha} \right|_{pe} \right) \chi_{zpf}, \quad (4)$$

式中,  $g_{mb}$  为移动边界效应光力耦合率,  $g_{pe}$  为光弹性效应光力耦合率.

利用微扰理论求解移动边界效应的 Maxwell 方程组 [32] 可得:

$$\begin{aligned} g_{mb} &= \frac{\omega_0}{2} \frac{\left\langle \mathbf{E} \left| \frac{d\epsilon}{d\alpha} \right| \mathbf{E} \right\rangle}{\int dV \cdot \epsilon |\mathbf{E}|^2} \chi_{zpf} = \\ &= \frac{\omega_0}{2} \frac{\int dA \cdot \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} \left( \Delta \epsilon |\mathbf{E}_{||}|^2 - \Delta \epsilon^{-1} |\mathbf{D}_{\perp}|^2 \right)}{\int dV \cdot \epsilon |\mathbf{E}|^2} \chi_{zpf}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中,  $\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}$  表示位移分量与垂直于界面外的法向

单位相量的点积,  $\mathbf{E}_{\parallel}$  表示平行于界面的电场分量,  $\mathbf{D}_{\perp}$  表示垂直于界面的电位移场分量,  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$  被定义为电介质与空气介电常数之差,  $\Delta\varepsilon^{-1} = \varepsilon_1^{-1} - \varepsilon_2^{-1}$  为电介质与空气介电常数倒数之差,  $\int dA$  表示对光力晶体纳米梁谐振腔所有界面做面积分.

利用微扰理论求解光弹性效应的 Maxwell 方程组<sup>[22]</sup> 可得:

$$g_{pe} = -\frac{\omega_0}{2} \frac{\langle \mathbf{E} | \delta\varepsilon | \mathbf{E} \rangle}{\int dV \cdot \varepsilon |\mathbf{E}|^2} \chi_{zpf}, \quad (6)$$

式中  $\langle \mathbf{E} | \delta\varepsilon | \mathbf{E} \rangle$  可展开为

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{E} | \delta\varepsilon | \mathbf{E} \rangle \\ &= -\varepsilon_0 n^4 \int dV \left\{ 2\text{Re} \{ E_x^* E_y \} p_{44} S_{xy} \right. \\ & \quad + 2\text{Re} \{ E_x^* E_z \} p_{44} S_{xz} + 2\text{Re} \{ E_y^* E_z \} p_{44} S_{yz} \\ & \quad + |E_x|^2 [p_{11} S_{xx} + p_{12} (S_{yy} + S_{zz})] \\ & \quad + |E_y|^2 [p_{11} S_{yy} + p_{12} (S_{xx} + S_{zz})] \\ & \quad \left. + |E_z|^2 [p_{11} S_{zz} + p_{12} (S_{xx} + S_{yy})] \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

式中,  $\mathbf{p}$  为四阶光弹性张量,  $\mathbf{S}$  为应变张量, 本文所用材料硅的光弹性张量为  $(p_{11}, p_{12}, p_{44}) = (-0.094, 0.017, -0.051)$ .

## 3 结果与讨论

### 3.1 声子和光子能带结构

本文利用有限元方法对光力晶体纳米梁谐振腔的声子和光子能带结构及声学传输损失进行了仿真计算, 并分析了声光相互作用. 有限元方法适用于模式的分析计算, 在确定光子晶体和声子晶体的电场和位移场分布中也被证明是有效的. 在计算中, 硅的密度设定为  $\rho = 2329 \text{ kg/m}^3$ , 并使用立方晶系各向异性弹性矩阵, 其中  $(C_{11}, C_{12}, C_{44}) = (166, 64, 80) \text{ GPa}$ .

图 2(a) 表示声子能带结构, 其中蓝色区域表示声子带隙, 带隙范围为 6.28 GHz 到 7.73 GHz, 归一化频率带隙范围为 0.475 到 0.606; 图 2(b) 表示光子能带结构, 其中灰色区域表示光锥定义为  $ck/\omega < 1$ ,  $c$  是真空中光速,  $\mathbf{k}$  是波矢,  $\omega$  是角频率, 代表空气中电磁波的色散关系, 光子带隙范围为 210.72 THz 到 245.35 THz. 因此, 本文所设计的光

力晶体最高可同时对频率为  $10^9 \text{ Hz}$  的弹性波和频率为  $10^{14} \text{ Hz}$  的电磁波进行调控. 图 2(c) 和图 2(d) 分别代表了声子带隙和光子带隙随单胞内孔半径线性变化的关系. 通过分析发现声子带隙和光子带隙的起始频率和截止频率都随几何结构变化显著, 只需改变单胞内孔半径就可在声子和光子带隙中产生缺陷模, 在带隙范围内打开通带.

本文通过移除光力晶体上的气孔作为缺陷引入到光力晶体纳米梁中构建谐振腔. 并将一、三、五数量的缺陷作为奇对称结构, 二、四、六数量的缺陷作为偶对称结构, 如图 1(c) 所示. 对不同数量缺陷的光力晶体纳米梁声透射谱进行了计算, 如图 2(e) 和图 2(f) 所示, 图中蓝色区域对应声子能量衰减范围与声子带隙完全吻合. 对比无缺陷、单缺陷、三缺陷、五缺陷结构透射谱可以发现, 随着缺陷数量的增加, 带隙范围内产生的缺陷模逐渐增多, 透射谱中共振峰的数量也在增加, 同理偶对称谐振腔也是如此, 缺陷数量的增多也为下一步寻找可产生高耦合率的声学共振模式提供了更多的可能性.

### 3.2 光力耦合分析

本文利用光力耦合系数的计算方法, 根据 (3)—(7) 式计算了具有同种缺陷但数量不同的奇、偶对称型光力晶体纳米梁谐振腔的光力耦合率, 对比多组声学缺陷模和光学缺陷模找到了每种谐振腔所对应的具有最高耦合率的声学模式与光学模式. 其中在缺陷数量为一、三、五的谐振腔中找到了每种结构具有最高耦合率的电场和位移场分布模式如图 3 所示. 图 3(a) 为单缺陷的光力晶体纳米梁在 241.5 THz 下的电场分布图和 6.51 GHz 下的位移场分布图; 图 3(b) 为三缺陷的光力晶体纳米梁在 232.7 THz 下的电场分布图和 7.18 GHz 下的位移场分布图; 图 3(c) 为五缺陷的光力晶体纳米梁在 237.61 THz 下的电场分布图和 7.18 GHz 下的位移场分布图. 从模式图中看出无论缺陷数量多少, 电场和位移场都可以被很好地局域在谐振腔的缺陷区域中从而增强电场和位移场的重叠性, 提升光力耦合率. 从图 3(g) 中可以得到单缺陷、三缺陷和五缺陷下光力晶体纳米梁谐振腔的耦合率分别为 -1.29, -1.24 和 1.27 MHz, 其中单缺陷下光力耦合率的光弹性效应和移动边界效应所占比重相近且相互促进, 而三缺陷中光弹性效应占主导地位, 五缺陷则主要以移动边界效应为主.

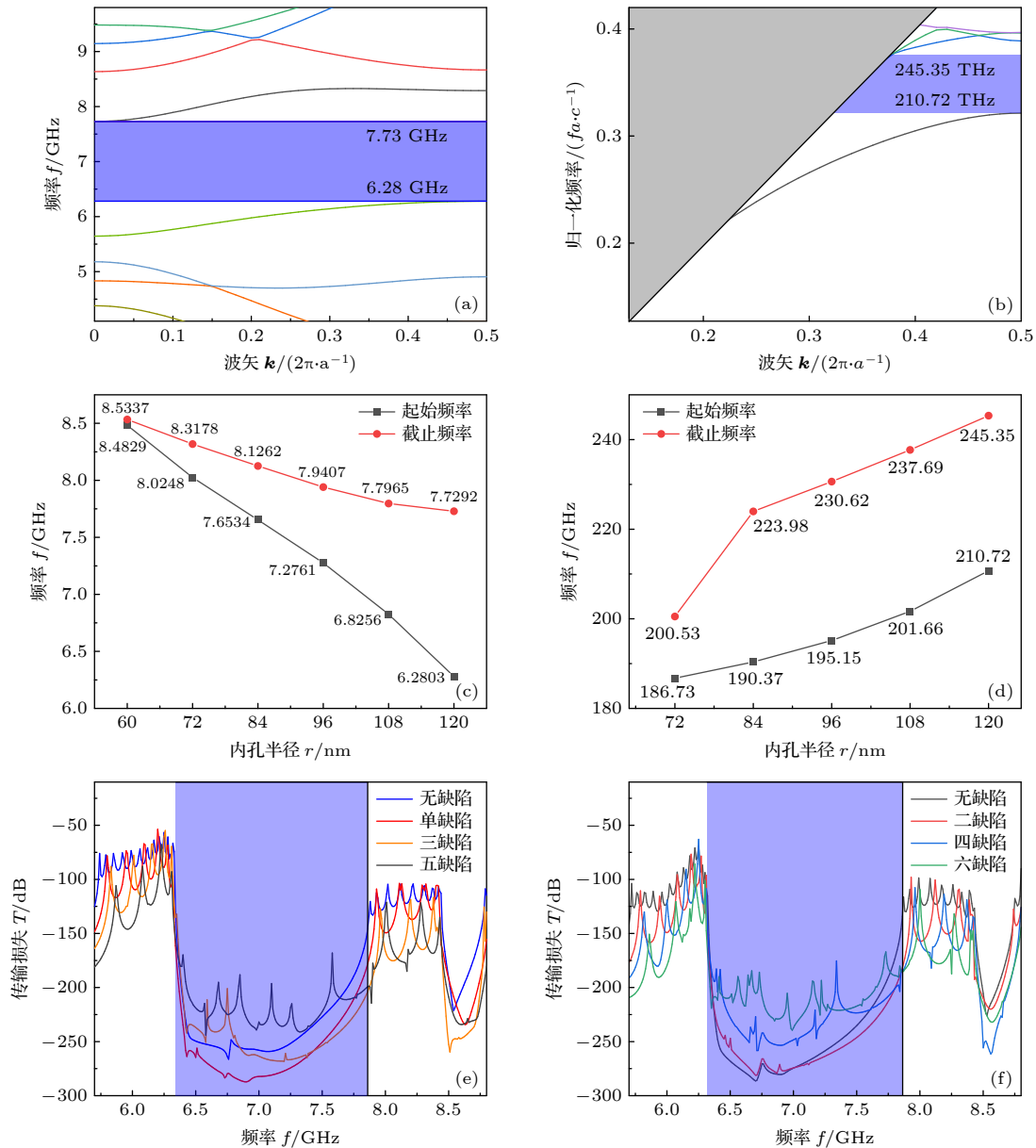


图 2 六角双孔型光子晶体能带结构: (a) 声子能带结构; (b) 光子能带结构; (c) 声子带隙随内孔半径的改变; (d) 光子带隙随内孔半径的改变; (e) 无缺陷纳米梁与奇对称型谐振腔声透射谱; (f) 无缺陷纳米梁与偶对称型谐振腔声透射谱

Fig. 2. The band structures of hexagonal double-hole type optomechanical crystal, where (a) and (b) represent the phononic and photonic band structure, respectively, (c) and (d) correspond to the change of the phononic and photonic band gap with the radius of the inner hole, and (e) and (f) are different defects acoustic transmission spectrum of optomechanical crystal nanobeam cavity.

经计算发现, 偶对称结构得到的耦合率与奇对称结构类似, 电场和位移场模态如图 3(d)—(f) 所示. 其中二缺陷的谐振腔电场模态与三缺陷电场模态十分相似, 主要集中在梁的中心区域, 光弹性效应占主导地位, 此外两者位移场分布也十分类似, 均为谐振腔向梁两侧拉伸振动, 且耦合率都为负值; 四、五、六缺陷谐振腔的电场模态主要集中在梁的两侧区域, 因此移动边界效应占主导地位. 通过对振动模态的分析, 四缺陷的振动模态为谐振腔向梁

两侧拉伸, 五、六缺陷与其相反从而导致其耦合率正负值相反, 但不影响声光相互作用强度. 二、四、六缺陷下谐振腔的光力耦合率分别为-1.28, -1.29, 1.18 MHz. 因此在谐振腔中同种缺陷的数量对最高耦合率值的影响不显著, 但对耦合方式的影响较为明显.

因微纳米尺度的结构加工难度大, 为避免本文所设计的结构在加工时出现的误差和冗余导致光力耦合率降低, 我们对光子晶体梁的所有尖角都进

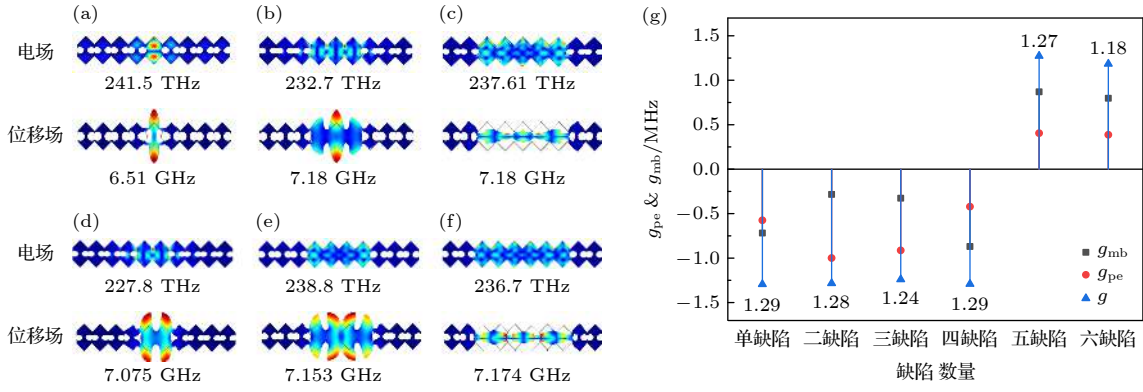


图 3 (a)–(f) 不同缺陷数量光子晶体谐振腔的电场和位移场模式图; (g) 不同缺陷数量谐振腔的光力耦合率

Fig. 3. The electric field and displacement field modes of optomechanical crystal cavities with different defect numbers are shown in (a)–(f), and (g) is optomechanical coupling rates of nanobeam cavities with different numbers of defects.

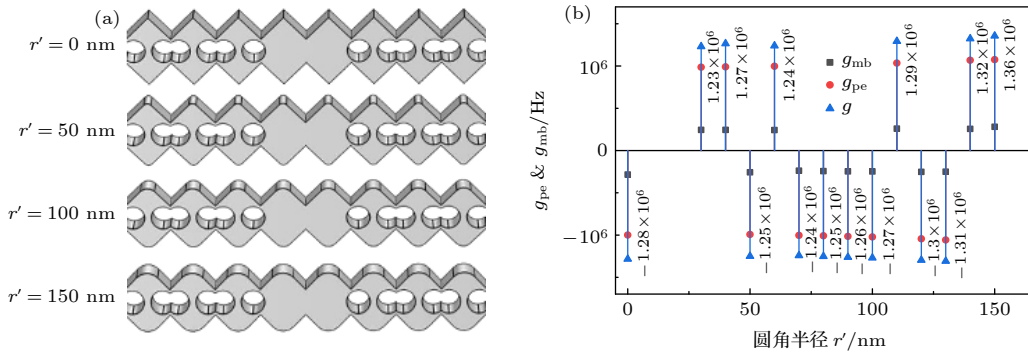


图 4 具有不同圆角半径的两缺陷光子晶体纳米梁及其光力耦合率

Fig. 4. Two-defect optomechanical crystal cavities with different fillet radii and its optomechanical coupling rates.

行了圆角化处理来验证结构是否具有好的抗干扰能力. 以缺陷数量为两个的光子晶体梁为例, 该结构的圆角半径  $r'$  以 10 nm 为步长, 分别从 30 nm 取到 150 nm, 如图 4(a) 所示. 并计算了光子晶体梁在圆角处理后的光力耦合率, 如图 4(b) 所示, 当圆角半径小于 100 nm 时光子晶体梁的光力耦合率将会出现小幅降低, 其中圆角半径取 30 nm 时光力耦合率最低, 低至 1.23 MHz; 当圆角半径大于 100 nm 时结构的光力耦合率将略高于原结构, 最高为 1.36 MHz. 故在考虑加工冗余和误差后, 本文所设计的光子晶体梁仍能保持较高的光力耦合率, 受加工误差的影响较小且具有较强的误差适应性.

基于以上分析发现, 所设计的光子晶体纳米梁只需引入单一缺陷就可得到较强的声光相互作用, 且等效质量为 42.6 fg. 此外, 对于谐振腔均为同种缺陷组成的结构其每个缺陷单元的声学振动模式都十分相似, 可构成最简单的呼吸型振动模式<sup>[13]</sup>. 对于空间传感器而言, 缺陷区域不能分布在任意大量的单元上, 因为空间分辨率会以增加感测面积为

代价降低灵敏度, 所以此类结构为传感器设计提供了一种新思路, 且结构设计简单更容易进行加工制作与实验测试. 但同种缺陷构成的光子晶体纳米梁谐振腔因其结构设计的局限性, 仅通过改变缺陷数量无法获得更强的光力耦合效应.

为了继续提升所设计的光子晶体谐振腔的耦合率, 本文对光子晶体缺陷结构进行了几何优化, 如图 1(d) 和图 1(e) 所示. 偶对称谐振腔缺陷的晶格常数  $a_i$  按照  $a_i = a \times (1.1 - 0.2i)$   $i = 1-3$  进行几何优化, 形成一个六缺陷的梯度腔结构; 奇对称谐振腔缺陷的几何优化方式与偶对称类似, 晶格常数  $a_i$  按照  $a_i = a \times (1 - 0.2i)$   $i = 1-4$  进行几何优化, 形成一个具有七缺陷的梯度腔结构. 利用有限元方法对几何优化后的梯度腔缺陷的光子晶体纳米梁谐振腔声子能带结构进行了计算, 如图 5(a) 和图 5(b) 所示. 其中, 蓝色区域为光子晶体的声子带隙范围, 虚线 A1-L1, A2-N2 分别对应应在声子带隙范围内, 偶对称型和奇对称型缺陷谐振腔所产生的声子缺陷模.

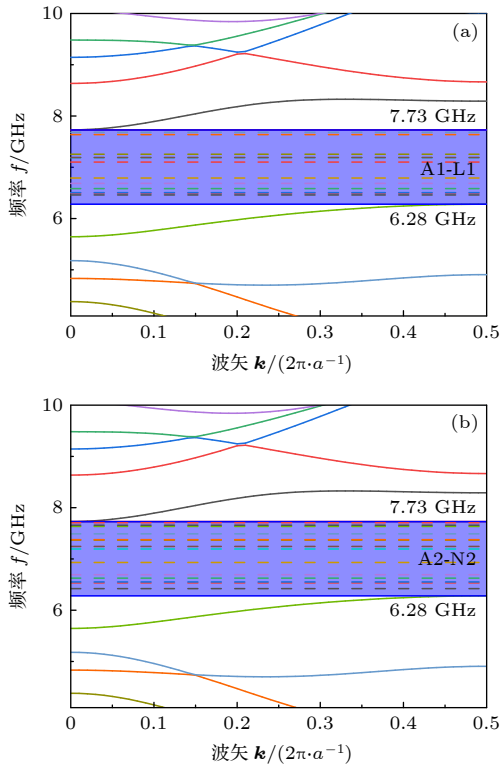


图 5 几何优化谐振腔的声子能带结构: (a) 偶对称谐振腔的声子能带结构, A1-L1 为带隙内产生的声子缺陷模; (b) 奇对称谐振腔的声子能带结构, A2-N2 为带隙内产生的声子缺陷模

Fig. 5. Phononic band structures of the geometrically optimized nanobeam cavities, where (a) is phononic band structure of the even symmetric cavity, in which A1-L1 are the defect modes generated in phononic band gap, and (b) is phononic band structure of the odd symmetric cavity, in which A2-N2 are the defect modes generated in phononic band gap.

图 6(a) 表示在声光子带隙范围内缺陷模的声学位移场 A1-L1 和电场 P1 分布图. 从图中可以看出在声子带隙范围内具有大量的缺陷模, 且每种缺陷模的振动能量都被很好地局域在缺陷区域内. 根据振动模式的对称性将不同频率下的声学缺陷模分成了四类: 具有关于  $x-y$ ,  $x-z$  和  $y-z$  平面偶对称的三重偶对称性声学模式 B1, F1, G1, K1; 具有关于  $x-y$  和  $x-z$  平面偶对称的二重偶对称性的声学模式 A1, E1, J1; 具有关于  $y-z$  平面偶对称性的一重偶对称性的声学模式 C1, D1; 不具有任何偶对称性的声学模式 H1, I1, L1. 同样在多组电场缺陷模内找到了一个电磁波能量被很好局域在缺陷区域内的电场模式 P1, 如图 6(a) 所示, 可以看出 P1 的电场分布主要集中在缺陷区域的表面, 本征频率为 256.77 THz. 利用 (3)–(7) 式计算了所有声学

缺陷模 A1-L1 和光学缺陷模 P1 之间的耦合.

表 1 列出了光学缺陷模 P1 和十二个声学缺陷模之间的耦合率计算结果, 包括总耦合率  $g_0$ 、移动边界效应耦合率  $g_{mb}$ 、光弹性效应耦合率  $g_{pe}$  及等效质量  $m_{eff}$ , 其中在质量密度和弹性模量恒定的材料中  $m_{eff}$  代表了机械模式的有效局域化. 在谐振传感应用中, 纳米机械谐振器的探测灵敏度通常反比于等效质量, 因此极低的等效质量使其拥有极高的探测灵敏度. 从图 6(b) 与表 1 可以看出, 对于所有缺陷模所产生的耦合率移动边界效应要远大于光弹性效应, 究其原因主要是在模式 P1 中电场主要分布在光力晶体梁表面且所有声学共振模的振动能量主要集中在梁的两侧, 从而导致移动边界效应占据主导地位. 由于移动边界效应是表面效应, 经过

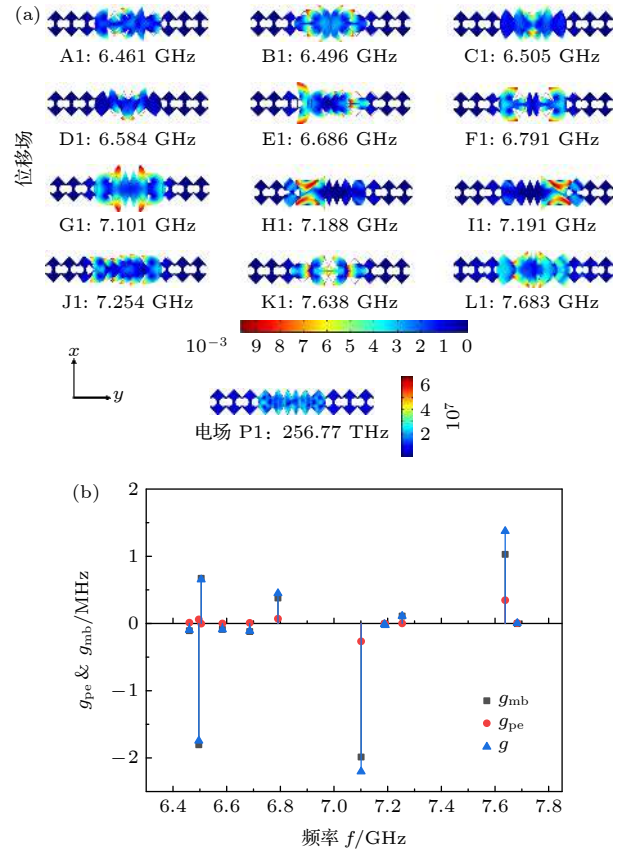


图 6 几何优化偶对称谐振腔的电场和位移场模式及其光力耦合率: (a) 谐振腔的位移场模式 A1-L1 与电场模式 P1; (b) 光力耦合率及其分量  $g_{mb}$  和  $g_{pe}$

Fig. 6. Geometrically optimize the electric field and displacement field modes of the even symmetric nanobeam cavity and optomechanical coupling rates, where (a) represents displacement field mode diagram A1-L1 and electric field mode diagram P1 of the nanobeam cavity, and (b) is optomechanical coupling rates of nanobeam cavities and its components  $g_{mb}$  and  $g_{pe}$ .

表 1 偶对称型谐振腔声学共振模式与光学模式的耦合率  
Table 1. Optomechanical coupling rates of even symmetric nanobeam cavity.

	A1	B1	C1	D1	E1	F1
$g_{mb} / \text{Hz}$	$-1.076 \times 10^5$	$-1.805 \times 10^6$	$6.721 \times 10^5$	$-8.925 \times 10^4$	$-1.204 \times 10^5$	$3.790 \times 10^5$
$g_{pe} / \text{Hz}$	$1.130 \times 10^4$	$6.104 \times 10^4$	$-1.888 \times 10^3$	$6.130 \times 10^2$	$9.662 \times 10^3$	$7.078 \times 10^4$
$g_0 / \text{Hz}$	$-9.626 \times 10^4$	$-1.744 \times 10^6$	$6.532 \times 10^5$	$-8.864 \times 10^4$	$-1.108 \times 10^5$	$4.498 \times 10^5$
$m_{\text{eff}} / 10^{-17} \text{ kg}$	2.429	4.072	1.657	1.719	6.816	4.698
	G1	H1	I1	J1	K1	L1
$g_{mb} / \text{Hz}$	$-1.987 \times 10^6$	$-9.336 \times 10^3$	$-1.745 \times 10^4$	$1.102 \times 10^5$	$1.028 \times 10^6$	$-2.258 \times 10^3$
$g_{pe} / \text{Hz}$	$-2.661 \times 10^5$	$-1.470 \times 10^3$	$-6.952 \times 10^3$	$1.425 \times 10^3$	$3.462 \times 10^5$	$7.341 \times 10^3$
$g_0 / \text{Hz}$	$-2.253 \times 10^6$	$-1.081 \times 10^4$	$-2.440 \times 10^4$	$1.116 \times 10^5$	$1.374 \times 10^6$	$5.083 \times 10^3$
$m_{\text{eff}} / 10^{-17} \text{ kg}$	7.086	2.879	2.949	3.320	8.115	3.701

计算发现在同一电磁波频率下 (5) 式的分母项作为对电场的体积分, 无论如何改变声学共振模式都不会使其数值发生变化, 所以移动边界效应的耦合率主要受 (5) 式分子项面积分的影响, 如何使面积分的数值达到最大, 声学共振模式的对称性至关重要。

本文根据对称性分类发现偶对称性越高的声学共振模式所得到的耦合率越高, 以具有三重对称性的 B1, F1, G1 和 K1 为例, 这些模式的耦合率远高于其他共振模式, 其中 B1, G1 和 K1 三种谐振腔的耦合率都高达  $10^6$  量级, 且声学模式 G1 具有最高的耦合率为 2.253 MHz, 等效质量为 70.86 fg. 而具有二重对称性或一重对称性的共振模式 A1、E1、J1 与 C1、D1 其耦合率相较于三重对称模式要低一个数量级, 大约为  $10^5$  量级. 不具对称性的共振模式 H1、I1、L1 的耦合率将会更低, 只能达到  $10^4$  和  $10^3$  量级。

与偶对称结构类似, 本文同样对几何优化后的奇对称谐振腔缺陷模的声学本征频率进行了计算, 发现奇对称结构相较于偶对称结构缺陷数量增加, 产生了更多的缺陷模, 共 14 种, 分别为 A2-N2, 这些模式的振动能量都很好的局域在缺陷区域内, 同样找到了一个电磁波能量被很好局域在缺陷区域中的电场模式 P2, 如图 7(a) 所示. 表 2 与图 7(b) 列出了电场模式 P2 和十四种声学缺陷模之间的总耦合率, 按振动模式的对称性找到了三种三重偶对称性高的模式 A2, E2 和 H2, 其中声学模式 A2 具有最高的耦合率为 2.18 MHz, 等效质量为 32.8 fg 且移动边界效应占据主导地位. 而模式 E2 和 H2 由于移动边界效应和光弹性效应相抵消导致这两种高对称性模式不具备高耦合率. 此外, 其他

低对称性声学模式与电场模式 P2 产生耦合率也非常低。

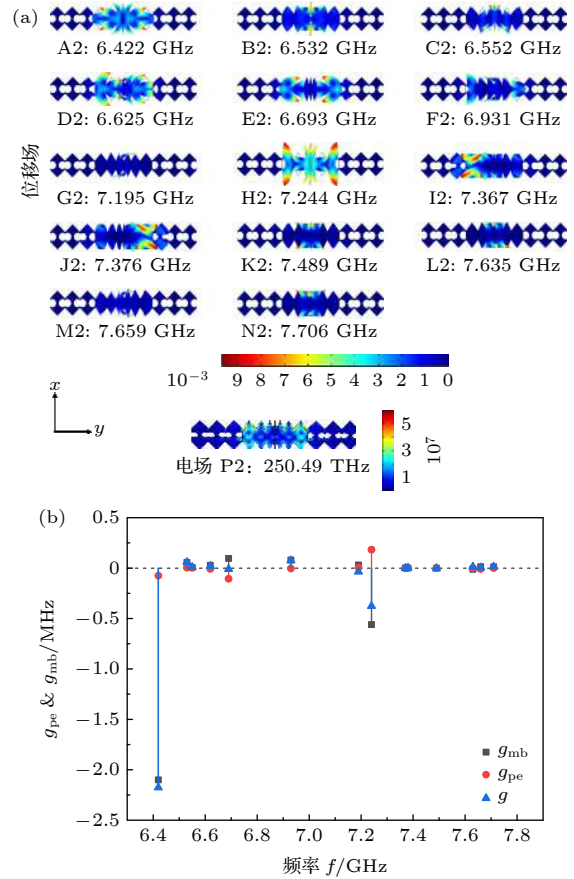


图 7 几何优化奇对称谐振腔的电场和位移场模式及其光力耦合率: (a) 奇数谐振腔的位移场模式图 A2-N2 与电场模式图 P2; (b) 光力耦合率及其分量  $g_{mb}$  和  $g_{pe}$

Fig. 7. Geometrically optimize the electric field and displacement field modes of the odd symmetric nanobeam cavity and optomechanical coupling rates, where (a) represents displacement field mode diagram A2-N2 and electric field mode diagram P2 of the nanobeam cavity, and (b) is optomechanical coupling rates of nanobeam cavity and its components  $g_{mb}$  and  $g_{pe}$ .

表 2 奇对称型谐振腔声学共振模式与光学模式的耦合率  
Table 2. Optomechanical coupling rates of odd symmetric nanobeam cavity.

	A2	B2	C2	D2	E2	F2	G2
$g_{mb}/\text{Hz}$	$-2.100 \times 10^6$	$5.629 \times 10^4$	$7.079 \times 10^3$	$2.795 \times 10^4$	$9.599 \times 10^4$	$8.016 \times 10^4$	$3.082 \times 10^4$
$g_{pe}/\text{Hz}$	$-7.580 \times 10^4$	$4.084 \times 10^3$	$2.762 \times 10^3$	$-8.579 \times 10^3$	$-1.062 \times 10^5$	$-4.091 \times 10^3$	$5.240 \times 10^3$
$g_0/\text{Hz}$	$-2.176 \times 10^6$	$6.037 \times 10^4$	$9.840 \times 10^3$	$1.937 \times 10^4$	$-1.024 \times 10^4$	$7.607 \times 10^4$	$-3.606 \times 10^4$
$m_{\text{eff}}/10^{-17} \text{ kg}$	3.28	0.991	1.05	3.65	2.79	1.41	0.110
	H2	I2	J2	K2	L2	M2	N2
$g_{mb}/\text{Hz}$	$-5.600 \times 10^5$	$1.818 \times 10^3$	$6.875 \times 10^2$	$-1.391 \times 10^3$	$-1.240 \times 10^4$	$1.401 \times 10^4$	$1.311 \times 10^4$
$g_{pe}/\text{Hz}$	$1.833 \times 10^5$	$-2.254 \times 10^3$	$1.972 \times 10^3$	$-3.701 \times 10^2$	$2.550 \times 10^2$	$-8.942 \times 10^3$	$9.903 \times 10^2$
$g_0/\text{Hz}$	$-3.767 \times 10^5$	$-4.357 \times 10^2$	$2.659 \times 10^3$	$-1.761 \times 10^3$	$1.266 \times 10^4$	$5.066 \times 10^3$	$1.410 \times 10^4$
$m_{\text{eff}}/10^{-17} \text{ kg}$	9.16	1.96	1.89	0.296	0.233	0.287	0.260

为了进一步分析移动边界效应对光力耦合率的影响,对谐振腔的移动边界效应表面密度  $\zeta_{mb}$  进行了计算<sup>[33]</sup>,由(8)式给出.

$$\zeta_{mb} = \frac{1}{4} dA \cdot \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} \left( \Delta \epsilon |\mathbf{E}_{||}|^2 - \Delta \epsilon^{-1} |\mathbf{D}_{\perp}|^2 \right). \quad (8)$$

所计算的偶对称型谐振腔声子腔模的  $\zeta_{mb}$  如图 8 所示,分别对应每个共振频率下梁两侧的  $\zeta_{mb}$ ,其中三重偶对称性的声学共振模态 B1, F1, G1 和 K1 的  $\zeta_{mb}$  同样具有偶对称性,因此可以看出对称性越高的声学共振模态  $\zeta_{mb}$  的面积分值越大.移动边界效应表面密度的反对称分布导致其面积分的抵

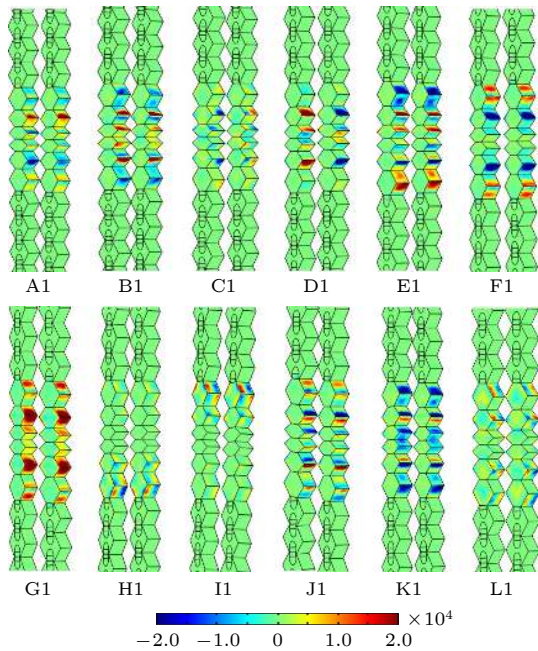


图 8 偶对称型纳米梁谐振腔不同谐振频率下声子腔模  $\zeta_{mb}$  的分布图

Fig. 8. The distribution diagram of the phononic cavity modes  $\zeta_{mb}$  at different resonant frequencies of the even-symmetric nanobeam cavity.

消,但声学共振模态 F1 例外,虽具有  $\zeta_{mb}$  的对称性分布,但模态 F1 的耦合率重叠积分值较低,这意味着当正负  $\zeta_{mb}$  值相邻出现时,具有偶对称性的  $\zeta_{mb}$  表面积分同样会相互抵消从而降低耦合率.此外一些不具备对称性的声学模态如 H1, I1 和 LI,  $\zeta_{mb}$  值十分微弱且不具备对称性,其积分值将会远远小于具有对称性的模态,从而验证了低对称性的声学共振模态难以与电场模态产生强耦合.对于奇对称型光力晶体结构同样具有类似结论,只有对称性高的声学共振模态才会与电场产生一个强烈的耦合获得极高的光力耦合率.由于所设计结构的光力耦合率主要由移动边界效应提供,因此  $\zeta_{mb}$  可以捕捉到导致该结构具有强耦合率的主要潜在机制.

虽然上文所设计的光力晶体梁具有较高的光力耦合率,但因光力晶体梁的尖角结构对光的散射损耗较强,导致光学  $Q$  因子较低.为提升结构的品质因子,我们对梯度腔型光力晶体梁的缺陷结构重新进行了几何优化,如图 9(a) 所示.该光力晶体梁的镜子区域同样是由六角双孔型光力晶体单胞构成,缺陷区域是由 10 个中心挖孔的六角单胞做倒角实现,结构的具体几何参数已在图 9(a) 中表明.利用有限元方法计算了该结构的声学本征模态和光学本征模态,并根据前文得出的结论选择了一个振动能量被局域在缺陷内且偶对称性最高的声学模态,频率为 7.545 GHz,如图 9(b) 所示.同样选择了一个电磁波能量被很好地局域在缺陷内的光学模态,其频率为 261.91 THz,如图 9(c) 所示,该模式的品质因子为 11178.

此外,我们还对新型梯度腔光力晶体梁的光力耦合率进行了计算,结果如表 3 所示,该结构的光力耦合率主要为光弹性效应占主导地位且高达

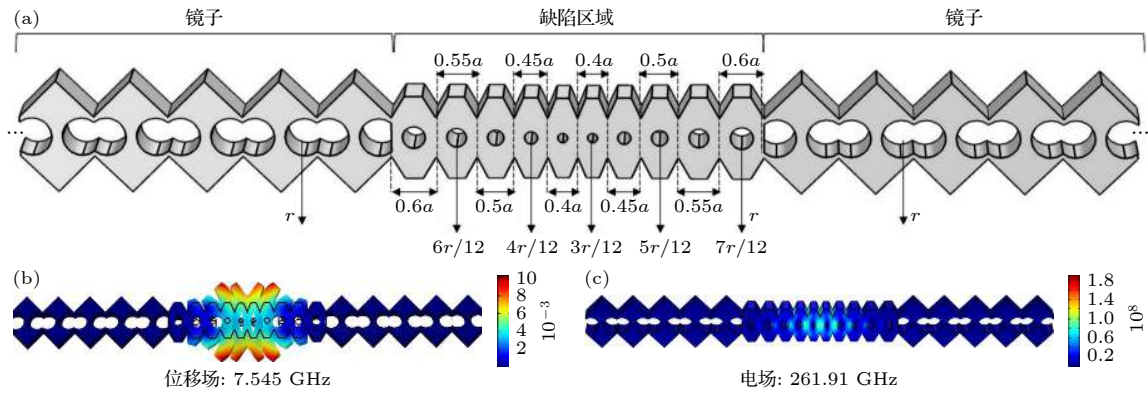


图9 新型梯度腔光力晶体梁及其声学模态和光学模态

Fig. 9. A new gradient cavity optomechanical crystal nanobeam and its acoustic and optical modes.

表3 新型梯度腔光力晶体梁的光力耦合率

Table 3. Optomechanical coupling rates of a new gradient cavity optomechanical crystal nanobeam.

$f/\text{GHz}$	$g_{\text{mb}}/\text{Hz}$	$g_{\text{pe}}/\text{Hz}$	$g_0/\text{Hz}$	$m_{\text{eff}}/\text{kg}$
7.545	$-1.093 \times 10^5$	$-2.076 \times 10^6$	$-2.185 \times 10^6$	$7.383 \times 10^{-17}$

2.19 MHz. 因此, 我们所设计的光力晶体梁可通过对缺陷结构的合理设计来提升结构的光学品质因子并保持高光力耦合率.

#### 4 结论

本文研究了一种新型一维六角双孔型光力晶体纳米梁谐振腔的声学与光学共振模之间的声光相互作用. 与传统光力晶体相比, 所设计的结构具有更宽的声子带隙和光子带隙, 且光力晶体梁缺陷的可设计性更强. 其中, 缺陷区域主要通过不同数量同种缺陷或经几何优化后的梯度缺陷构成. 考虑了移动边界效应和光弹性效应对光力耦合的影响, 本文基于一阶微扰理论并借助光力耦合系数计算法计算了结构的光力耦合率. 对于同种缺陷不同数量的谐振腔结构, 缺陷数量只会影响光力耦合的作用方式, 而对耦合率的大小几乎没有影响. 其中, 单缺陷光力晶体谐振腔耦合率最高可达 $-1.29 \text{ MHz}$ , 此时等效质量为  $42.6 \text{ fg}$ , 而单一缺陷设计简单、易于加工与制作, 且作为光力晶体空间传感器感测面积将会更小, 这为高精度传感器的设计提供了一种新的思路.

相对于单缺陷光力晶体谐振腔, 梯度腔缺陷可获得更高的耦合率. 基于梯度缺陷的偶对称光力晶体谐振腔耦合率最高可达  $2.25 \text{ MHz}$ , 奇对称结构耦合率能达到  $2.18 \text{ MHz}$ , 两种谐振腔的耦合方式

均为移动边界效应占主导地位. 进一步分析声学共振模态后发现, 只有偶对称性高的声学共振模态才可能与光学模态产生强耦合; 同时, 计算并分析了其移动边界效应表面密度, 发现具备高对称性的声学共振模态的表面密度同样具有较好的对称性, 而当缺陷态中移动边界效应表面密度相邻出现且相互抵消时, 对称性无论高低均会破坏移动边界效应的耦合方式进而降低光力耦合率. 此外, 所设计的光力晶体梁还可以通过优化缺陷结构来同时达到保持高光力耦合率和提升谐振腔品质因子的效果. 因此, 本研究为设计液体浓度传感器、质量传感器和微小位移传感器等声光功能器件提供了模型参考.

#### 参考文献

- [1] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [2] Zhang R Y, Li P L 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 054208 (in Chinese) [张若羽, 李培丽 2021 *物理学报* **70** 054208]
- [3] Kushwaha M S, Halevi P, Dobrzynski L, Djafari-Rouhani B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2022
- [4] Pennec Y, Laude V, Papanikolaou N, Djafari-Rouhani B, Oudich M, El Jallal S, Beugnot J C, Escalante J M, Martínez A 2014 *Nanophotonics* **3** 413
- [5] Maldovan M, Thomas E L 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 251907
- [6] Moradi P, Bahrami A 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 115113
- [7] Yu Z, Sun X 2018 *Opt. Express* **26** 1255
- [8] Li H, Liu W, Yu T, Wang T, Liao Q 2020 *Phys. Lett. A* **384** 126499
- [9] Shu Y, Yu M, Yu T, Liu W, Wang T, Liao Q 2020 *Opt. Express* **28** 24813
- [10] Shaban S M, Mehaney A, Aly A H 2020 *Appl. Optics* **59** 3878

- [11] Lucklum R, Zubtsov M, Oseev A 2013 *Anal. Bioanal. Chem.* **405** 6497
- [12] Eichenfield M, Camacho R, Chan J, Vahala K J, Painter O 2009 *Nature* **459** 550
- [13] Eichenfield M, Chan J, Camacho R M, Vahala K J, Painter O 2009 *Nature* **462** 78
- [14] Chen H J, Fang X W, Chen C Z, Li Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 194205 (in Chinese) [陈华俊, 方贤文, 陈昌兆, 李洋 2016 物理学报 **65** 194205]
- [15] Luo J W, Wu D W, Miao Q, Wei T L 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 054203 (in Chinese) [罗均文, 吴德伟, 苗强, 魏天丽 2020 物理学报 **69** 054203]
- [16] Chan J, Alegre T P, Safavi-Naeini A H, Hill J T, Krause A, Groblacher S, Aspelmeyer M, Painter O 2011 *Nature* **478** 89
- [17] Safavi-Naeini A H, Van Thourhout D, Baets R, van Laer R 2019 *Optica* **6** 213
- [18] Liu Q, Lu H, Bibbó L, Wang Q, Lin M, Tao K, Albin S, Ouyang Z 2020 *Appl. Nanosci.* **10** 1395
- [19] Ramp H, Clark T, Hauer B, Doolin C, Balram K C, Srinivasan K, Davis J 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 174005
- [20] Ren H, Matheny M H, MacCabe G S, Luo J, Pfeifer H, Mirhosseini M, Painter O 2020 *Nat. Commun.* **11** 3373
- [21] Rolland Q, Oudich M, El-Jallal S, Dupont S, Pennec Y, Gazalet J, Kastelik J C, Lévêque G, Djafari-Rouhani B 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 061109
- [22] Chan J, Safavi-Naeini A H, Hill J T, Meenehan S, Painter O 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 081115
- [23] Gomis-Bresco J, Navarro-Urrios D, Oudich M, El-Jallal S, Griol A, Puerto D, Chavez E, Pennec Y, Djafari-Rouhani B, Alzina F, Martinez A, Torres C M 2014 *Nat. Commun.* **5** 4452
- [24] Oudich M, El-Jallal S, Pennec Y, Djafari-Rouhani B, Gomis-Bresco J, Navarro-Urrios D, Sotomayor Torres C M, Martínez A, Makhoute A 2014 *Phys. Rev. B* **89** 245122
- [25] Li Y, Cui K, Feng X, Huang Y, Huang Z, Liu F, Zhang W 2015 *Journal of Optics* **17** 045001
- [26] Chiu C C, Chen W M, Sung K W, Hsiao F L 2017 *Opt. Express* **25** 6076
- [27] Lin T R, Chang C C, Hsu J C 2019 *J. Appl. Phys.* **126** 064901
- [28] Huang N N, Chung Y C, Chiu H T, Hsu J C, Lin Y F, Kuo C T, Chang Y W, Chen C Y, Lin T R 2020 *Crystals* **10** 421
- [29] Pennec Y, Rouhani B D, Li C, Escalante J M, Martinez A, Benchabane S, Laude V, Papanikolaou N 2011 *AIP Adv.* **1** 041901
- [30] Hsu J C, Lu T Y, Lin T R 2015 *Opt. Express* **23** 25814
- [31] Aram M, Khorasani S 2017 *Appl. Phys. B-Lasers O.* **123** 218
- [32] Johnson S G, Ibanescu M, Skorobogatiy M A, Weisberg O, Joannopoulos J D, Fink Y 2002 *Phys. Rev. E* **65** 066611
- [33] Eichenfield M, Chan J, Safavi-Naeini A H, Vahala K J, Painter O 2009 *Opt. Express* **17** 20078

# Novel one-dimensional optomechanical crystal nanobeam with high optomechanical coupling rate under different defect states\*

Xu Qi<sup>1)</sup> Sun Xiao-Wei<sup>1)†</sup> Song Ting<sup>1)</sup> Wen Xiao-Dong<sup>1)</sup> Liu Xi-Xuan<sup>1)</sup>  
Wang Yi-Wen<sup>1)</sup> Liu Zi-Jiang<sup>1)2)</sup>

1) (*School of Mathematics and Physics, Lanzhou Jiaotong University, Lanzhou 730070, China*)

2) (*Department of Physics, Lanzhou City University, Lanzhou 730070, China*)

( Received 17 May 2021; revised manuscript received 16 June 2021 )

## Abstract

Optomechanical crystals can simultaneously modulate elastic waves and electromagnetic waves as well as localizing phonons and photons to enhance the acousto-optic interaction. In this work, a new type of optomechanical crystal nanobeam cavity is designed by periodically arranging the unit cells with double holes on both sides of a hexagonal prism. Considering the moving boundary effect and the photoelastic effect as well as using the first-order electromagnetic perturbation theory and the optomechanical coupling coefficient calculation method, the optomechanical coupling rate of the structure is calculated. The result shows that the overlap between the optical mode and the mechanical mode can be improved by changing the number of defects and optimizing the geometric structure. For the nanobeam cavity structures with different numbers of the like defects, the number of defects will only affect the action mode of the moving boundary effect and photoelastic effect in the optomechanical coupling rate, but will not change the coupling rate too much. In particular, the optomechanical coupling rate of the single defect optomechanical crystal nanobeam cavity can reach  $-1.29$  MHz, and the equivalent mass is  $42.6$  fg. Moreover, the designed structure is simple and easy to process and fabricate. The coupling rate of even-symmetric optomechanical crystal nanobeam cavity based on gradient defect can reach  $2.25$  MHz, and the coupling rate of odd symmetric structure can reach  $2.18$  MHz, in which the moving boundary effect is dominant. Based on the symmetry analysis of the vibration modes of the optomechanical crystal nanobeam cavity with gradient defects, it is worth noting that only the even symmetrical vibration modes of  $x$ - $y$ ,  $x$ - $z$  and  $y$ - $z$  can strongly couple with the optical modes. The surface density of the moving boundary effect is calculated and analyzed, and it is found that the surface density of the acoustic resonance mode with high symmetry also possesses high symmetry. However, when the surface density of the moving boundary effect in the defect state appears adjacent to each other and cancels out each other, it will destroy the coupling mode of the moving boundary effect and reduce the coupling rate, whether the symmetry is high or low. In addition, the designed optomechanical crystal nanobeam can also improve the quality factor of the resonant cavity by optimizing the defect structure while maintaining a high optomechanical coupling rate. Therefore, this research provides an effective means to find a structure with high optomechanical coupling rate, and also presents the ideas for designing the space sensors.

**Keywords:** optomechanical crystal, defect state, optomechanical coupling, finite element method

**PACS:** 42.60.Da, 42.50.Wk, 78.20.hb, 42.70.Qs

**DOI:** [10.7498/aps.70.20210925](https://doi.org/10.7498/aps.70.20210925)

\* Project supported by the Industrial Support and Guidance Project of Universities in Gansu Province, China (Grant No. 2021CYZC-07), the Key Talent Foundation of Gansu Province, China (Grant No. 2020RCXM100), the Natural Science Foundation of Gansu Province (Grant Nos. 20JR5RA427, 20JR5RA211), the Higher Education Innovation Fund Project of Gansu Province (Grant No. 2020A-039), and the Lanzhou Science and Technology Planning Program, China (Grant No. 2021-1-140).

† Corresponding author. E-mail: [sunxw\\_lzjtu@yeah.net](mailto:sunxw_lzjtu@yeah.net)