

doi:10.3788/gzxb20184705.0523003

基于可调控狭缝光子晶体波导的微粒操控

赵强, 刘紫玉

(中国空间技术研究院 钱学森空间技术实验室, 北京 100094)

摘 要:提出并设计了一种用于真空中操控亚波长微粒的可调控渐变狭缝光子晶体波导结构.该结构利用光力将微粒捕获到狭缝中,使其沿光传输方向传输,并通过外加折射率调控的方式,将微粒输运到所需位置.分析了狭缝光子晶体波导的带隙结构、传输特性与微粒的受力情况,计算了热调控光子晶体波导的功耗与温度分布.结果表明,利用狭缝宽度渐变的硅基光子晶体波导,通过热调控改变硅折射率,可以实现光波截止位置从出射端到入射端的移动;对于总长度 18 μm 的狭缝光子晶体波导,从入射端到出射端狭缝缩窄 4 nm 时,控制微粒位置所需的折射率变化为 0.012,而改变折射率所需的加热功率不高于 13.7 mW.这一结构将为微粒操控提供一种可能的实现方案.

关键词:光子晶体;光镊;慢光;芯片实验室;有限元分析

中图分类号: TN256; TN29

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2018)05-0523003-7

Particles Manipulation Based on Tunable Gradual Changed Slotted Photonic Crystal Waveguide

ZHAO Qiang, LIU Zi-yu

(Qian Xuesen Laboratory of Space Technology, China Academy of Space Technology, Beijing 100094, China)

Abstract: A tunable gradual changed Slotted Photonic Crystal Waveguide (S-PCW) was demonstrated based on subwavelength particle controller for vacuum environment. Particles can be trapped in slot structure and transported along the light transmission direction. Through thermal-optic tuning the gradual changed S-PCW, particles can be transported to the desired position. The bandgap structure and transmission characteristics of the S-PCW were analyzed, as well as the optical force with the particle. The simulation results on the power consumption of the thermal control and the temperature distribution in S-PCW show that the particle transportation in a gradual changed silicon S-PCW can be achieved through thermal-tuning the refractive index of silicon material. The calculated refractive index shift is 0.012 for position control in a 18 μm -long S-PCW with 4 nm slot width shift from input port to output port, which corresponding to a 13.7 mW heating power. The compact device footprint shows the potential of the controller for micro manipulating applications.

Key words: Photonic crystals; Optical tweezers; Slow light; Lab-on-a-chip; Finite element analysis

OCIS Codes: 230.5298; 160.6840; 350.4855

0 引言

光学力是一种广泛应用于介观微粒操控的作用方式^[1],它利用聚焦光束实现微粒的俘获^[2-3]、输运^[4-5]及束缚^[6-7]等功能.作为芯片实验室的重要内容之一,片上光操控利用光子器件的倏逝场对目标微粒产生近场作用力,同样可以在邻近区域实现光俘获、光输运甚至微粒筛选等功能^[8-10],同时避免了传统“光镊”的短聚焦光束对于工作距离的限制,并且器件尺寸更小,更适于并行操控.2016年,韩国科技院 JUNG H S 研究组

基金项目:国家自然科学基金(No. 61505249)资助

第一作者:赵强(1985-),男,特聘研究员,博士,主要研究方向为硅基光子技术. Email: zhaoliang@qxslab.cn

收稿日期:2017-07-11;录用日期:2018-03-05

<http://www.photon.ac.cn>

研究了微流芯片上光波导间的空间光传输理论,数值模拟表明稳定捕获微粒所需光功率比光纤捕获装置小一个量级^[11].由于传统的光波导依靠折射率差局域光,使得光场的大部分能量局域在高折射率的实心波导内,仅有很小一部分能量位于波导导光区以外的低折射率区域,无法高效地与目标微粒发生相互作用,限制了对其中物理现象的探索与潜在应用的开发^[4].因此,如何有效增强微粒与光场的相互作用,成为片上光学微操控研究和发展的一个挑战.

2009年,美国康奈尔大学 Lipson 研究组利用狭缝介质波导代替矩形波导,使光场能量局域在低折射率的狭缝中,增强了光力,实验观察到俘获 DNA 结构的现象^[12].然而,折射率限制型波导只在横向具有限光作用,无法在光束传输方向上控制微粒的位置.利用平板光子晶体结构的光子带隙(Bandgap)可以在传输方向上上限光,因而可用于设计光学微操控器件.2013年,瑞士联邦理工学院 Descharmes 研究组利用光子带隙,将空心光子晶体微腔的光场局域在中空区域,使得俘获微粒所需的光功率从毫瓦级降低到数十微瓦^[13].2015年,英国约克大学 Krauss 研究组从实验上证实了光子晶体波导慢光效应对于光场与微粒相互作用的增强作用^[14].2016年,浙江大学时尧成课题组系统研究了光子晶体悬臂梁微腔对光学梯度力的增强效应^[15].2017年,俄国圣光机大学 ANGELEENE S A 等理论研究了左手光子晶体中的散射力指向^[16].

为了实现将俘获的微粒输运到芯片上特定位置,2011至2012年,复旦大学徐雷研究组与台湾国立交通大学李柏聰研究组分别在理论上提出利用全光调控平板光子晶体波导的方式实现微粒筛选、输运等功能^[17-19].然而,全光控制需要为芯片上的每一个光学操控器件设计独立的控制光信号,对于具有高度集成并行操控功能的光子回路,将极大地提高成本与设计复杂度.相比全光调控,若在光学操控器件上集成电极结构,利用外加电信号调控光器件的折射率,进一步控制光器件的导波模式.这种调控方法可以使并行的光学操控器件共用同一光源,而分别由不同的电信号来控制,从而降低了成本与光子集成回路的设计复杂度.作者在文献[20-21]中利用平板光子晶体波导制备了基于折射率调控的可调光衰减器与光开关.其中光开关使用的平板光子晶体波导长度仅为 16.8 μm ,控制电信号功率仅为 8.9 mW.但是该平板光子晶体波导不含有狭缝结构,并且表面被数百纳米厚的二氧化硅层覆盖,影响了其外部自由空间处倏逝场的强度.通过改用空气桥结构与引入狭缝,可以有效增强平板光子晶体波导外空间中的光场强度.文献[22]表明,狭缝光子晶体波导的导波模式可以长距离传输,并且能够与其它波导结构高效耦合.

本文提出一种用于真空中操控符合病毒特征尺寸的亚波长微粒的可调控渐变狭缝光子晶体波导结构,通过分析狭缝光子晶体波导的带隙结构、传输特性与微粒的受力情况,以及数值计算热调控光子晶体波导的功耗与温度分布,表明其可为芯片上的微粒操控提供一种新的实现途径.

1 狭缝光子晶体波导限制微粒位置原理

微粒在光场中会受到光学梯度力与散射力的作用,光学梯度力由微粒所在位置的光场强度分布的梯度决定,光学散射力由光束与微粒相互作用发生的动量变化决定.狭缝光子晶体波导的导波模式的光场集中在狭缝位置,因而光学梯度力会将捕获的微粒束缚在狭缝中,而散射力会推动微粒沿光传输方向移动,并在光波截止的位置停下来.因此,对微粒操控的设计思路是控制光场截止的位置,这样就能够使微粒停止在光场截止的位置,这就需要设计沿传输方向截止频率渐变的光子晶体波导结构.

平板光子晶体在垂直方向上依靠折射率差形成的全反射限光,在平面内通过周期性空气孔阵列形成的光子带隙限光.其中导波模式为布洛赫模式.狭缝光子晶体波导的结构如图 1(a)所示,在三角晶格光子晶体中沿传播方向去除一排小孔形成线缺陷,在线缺陷中心位置设置一条狭缝而形成.光子晶体波导中的导波模式可通过平面波展开法计算得到.根据文献[23],磁场的频域波动方程表述为

$$\nabla \times (\epsilon^{-1}(\mathbf{r}) \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r})) = \frac{\omega^2}{c_0^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

而周期性结构下介电常数倒格矢与磁感应强度分别表述为

$$\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} = \sum_{\mathbf{G}} \eta_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \quad (2)$$

$$\mathbf{H}_k(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \sum_{\alpha=1}^2 h_{\mathbf{G}}^{(\alpha)} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{G}}^{(\alpha)} e^{i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} \quad (3)$$

将式(2)、(3)带入式(1),则可以将波动方程的解转化为求解导波模式的特征值和特征向量问题

$$\sum_{\mathbf{G}'} | \mathbf{k} + \mathbf{G} || \mathbf{k} + \mathbf{G}' | \eta_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} \begin{bmatrix} \hat{e}_{\mathbf{G}}^1 \cdot \hat{e}_{\mathbf{G}'}^1 & -\hat{e}_{\mathbf{G}}^2 \cdot \hat{e}_{\mathbf{G}'}^2 \\ -\hat{e}_{\mathbf{G}}^2 \cdot \hat{e}_{\mathbf{G}'}^1 & \hat{e}_{\mathbf{G}}^1 \cdot \hat{e}_{\mathbf{G}'}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{\mathbf{G}'}^1 \\ h_{\mathbf{G}'}^2 \end{bmatrix} = \frac{\omega_{\mathbf{k}}^2}{c_0^2} \begin{bmatrix} h_{\mathbf{G}'}^1 \\ h_{\mathbf{G}'}^2 \end{bmatrix} \quad (4)$$

对式(4)求解即可得到光子晶体波导的导波模式。

对二维平板光子晶体,取图 1(a)中所示的超晶胞(Super Cell),计算狭缝光子晶体波导在 TE 模式下沿 ΓK 方向的带隙结构,如图 1(b)所示。计算中,取晶格周期 $a=450 \text{ nm}$,小孔半径 $r=132 \text{ nm}$,硅平板厚度 220 nm ,狭缝宽度 $W_{\text{slot}}=120 \text{ nm}$,硅平板折射率 $n_{\text{Si}}=3.43$,小孔中填充介质折射率 $n_{\text{Hole}}=1$ 。计算得到的导波模式如图 1(b)所示,在灰色的模式泄露区域中(Light line 以上),导波模式会发生光场泄露,损耗较大,无法长距离传输。在带隙中,由于狭缝缺陷的存在,引入了缺陷模式(图中曲线),曲线斜率代表群速度的变化。导波模式在平面内的场分布如插图所示,光场对称分布于狭缝两侧。计算结果表明,缺陷模式在带隙内存在截止频率。由于光波的截止频率由光子晶体的能带结构决定,与折射率分布,即光子晶体波导结构密切相关,该截止频率可以通过设计光子晶体结构而改变。

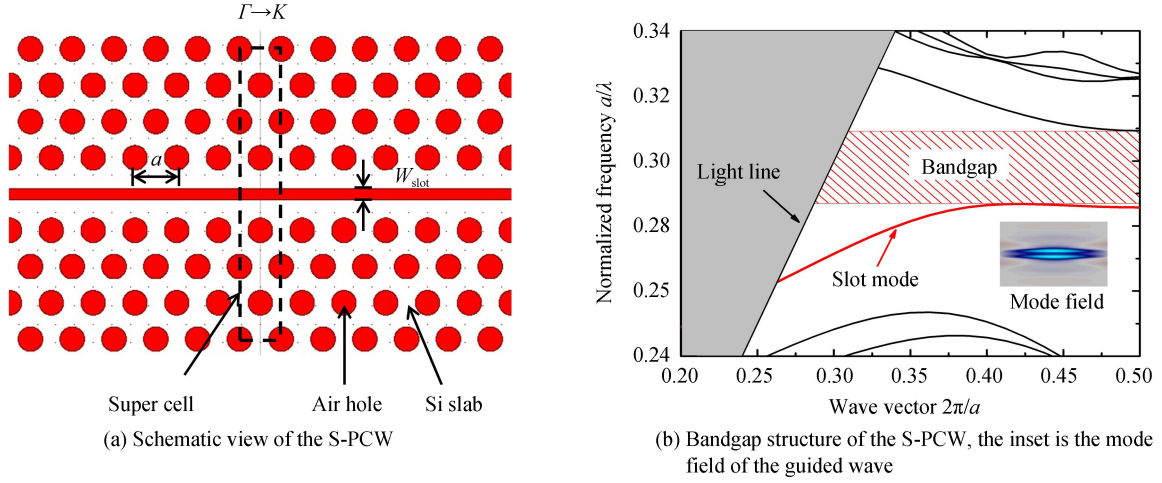


图 1 狭缝光子晶体波导的结构示意图及带隙结构
Fig.1 Schematic view and bandgap structure of the S-PCW

渐变狭缝光子晶体波导可以采用变周期、变孔径等多种方法实现,本文采用改变狭缝宽度的方式实现截止频率沿传输方向的渐变。这种方式可以保持光子晶体内部小孔的分布与孔径的一致性,有利于降低光子晶体波导制备的工艺复杂度。基于图 1(b)中得到的狭缝宽度 $W_{\text{slot}}=120 \text{ nm}$ 的导波模式,计算得到了狭缝宽度 $W_{\text{slot}}=116 \text{ nm}$ 时的导波色散曲线,如图 2(a)所示。由于低折射率的狭缝宽度变窄,光子晶体平板等效折射率

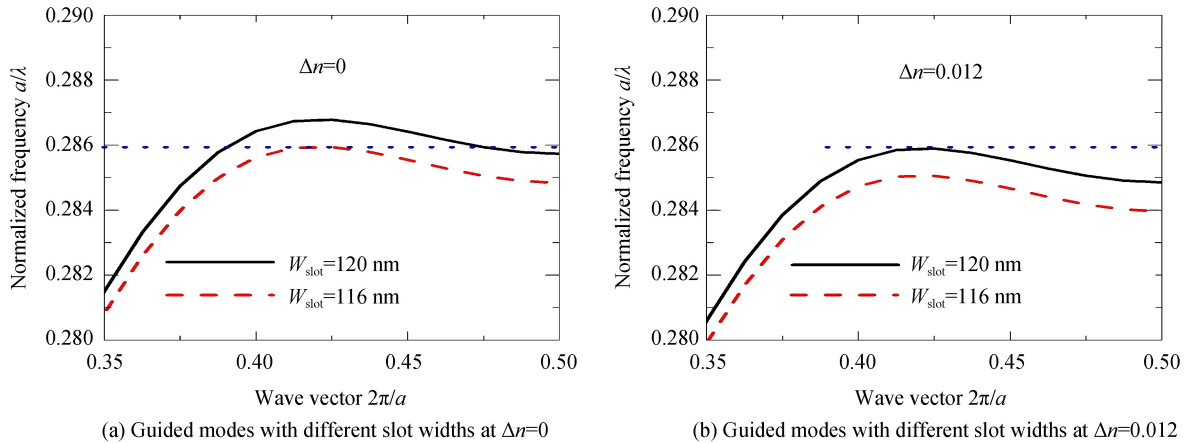


图 2 折射率调控对不同狭缝宽度下导波模式的截止频率的影响
Fig.2 Influence of the refractive indices tuning on the guided modes with different slot widths

增大, $W_{\text{slot}}=116$ nm 的色散曲线向低频方向移动, 即原先能够通过的部分高频光被截止了. 因此, 通过改变狭缝中某一位置的截止频率, 就可以控制微粒在该位置停止或继续输运. 对于结构固定的光子晶体波导, 其截止频率可以通过折射率调控实现. 保持光子晶体波导结构参数不变, 将硅的折射率增大 $\Delta n=0.012$ 时, 色散曲线同样因为等效折射率增大而向低频方向“红移”, 如图 2(b) 所示. 而且, $\Delta n=0$, $W_{\text{slot}}=116$ nm 时导波模式的归一化截止频率与 $\Delta n=0.012$, $W_{\text{slot}}=120$ nm 时相同, 均为 $\omega=0.286$. 即折射率增大 $\Delta n=0.012$ 时, $W_{\text{slot}}=120$ nm 的狭缝光子晶体波导的截止频率降为原先 $W_{\text{slot}}=116$ nm 的狭缝光子晶体波导的截止频率.

由此可见, 设计沿狭缝方向的渐变结构, 使得不同位置具有不同的截止频率, 可以使导波模式的截止频率从光子晶体波导的入射端到出射端逐渐变化; 再利用硅材料的热光效应, 对平板光子晶体波导实现折射率调控, 使得特定位置的截止频率可以发生变化, 从而控制光波在狭缝光子晶体波导中的截止位置, 实现微粒位置的控制. 例如, 可以将光子晶体波导的狭缝宽度设计为入射端 $W_{\text{slot}}=120$ nm, 并线性缩窄到出射端 $W_{\text{slot}}=116$ nm. 当入射光频率为 $\omega=0.286$, $\Delta n=0$ 时, 光波将在出射端截止. 保持入射光频率不变, 逐渐增大折射率至 $\Delta n=0.012$, 则光子晶体波导中光波的截止位置将从出射端逐渐退至入射端, 且截止位置与折射率变化一一对应, 由此即可实现光波截止位置的操控.

采用三维有限元法 (COMSOL Multiphysics) 计算了折射率调控对带隙渐变狭缝光子晶体波导内的光场分布的影响. 图 3(a) 为计算得到的光子晶体平板内的光场分布随折射率调控的变化. 可以看到, 光场截止位置随折射率增大由出射端向入射端移动, 直到 $\Delta n=0.012$ 时即无法在光子晶体波导内传输. 考虑到光子晶体波导总长 $L_{\text{PCW}}=18$ μm , 则折射率调控效率约为 $\eta_1 = \Delta n / L_{\text{PCW}} = 0.012 / 18 \mu\text{m} = 6.7 \cdot 10^{-4} / \mu\text{m}$, 仿真中使用的波长为 1 557 nm.

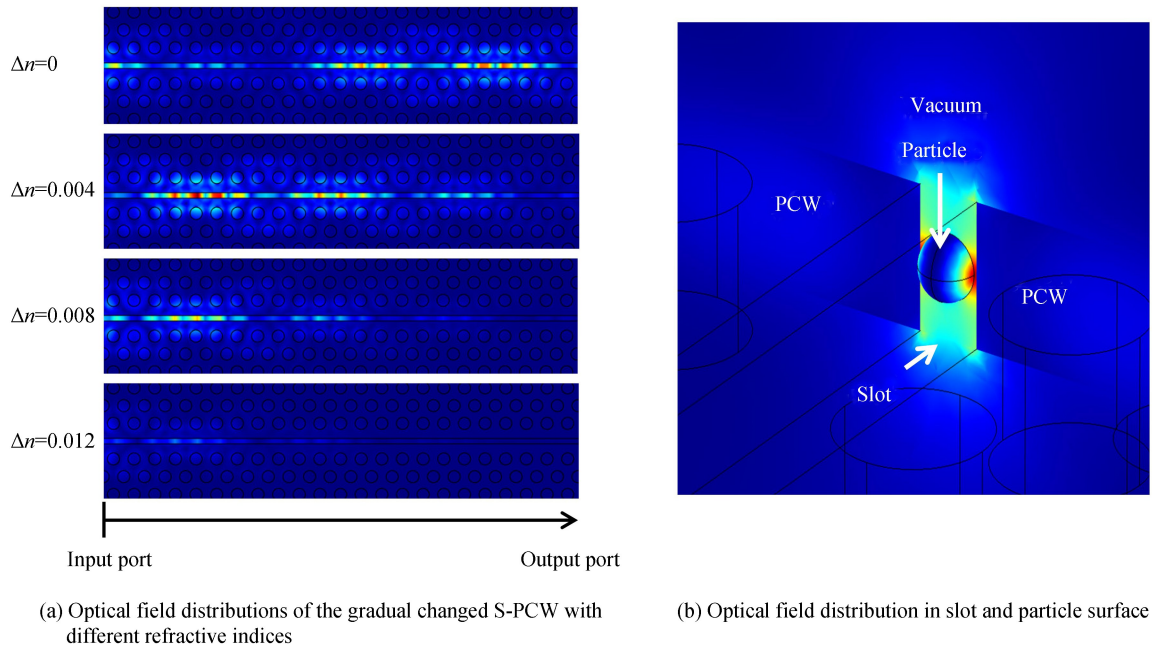


图 3 不同折射率变化下渐变狭缝光子晶体波导内的光场分布与狭缝内微粒表面的光场分布
Fig.3 Optical field distributions of the gradual changed S-PCW with different refractive indices and in slot and particle surface

利用有限元法计算了半径 50 nm 的球形微粒 (病毒典型尺寸) 在光子晶体狭缝中的光场分布, 结果如图 3(b) 所示. 当微粒位于狭缝正中位置时, 垂直于光传输方向上的横截面内光场在水平与垂直方向上对称分布, 仅受到沿传输方向的光驱动力. 通过对微粒表面的麦克斯韦应力张量积分, 可以得到微粒在 $\Delta n=0$ 时受到的驱动力约为 6 pN/W.

2 微电极加热实现折射率调控与讨论

采用三维有限元分析法数值模拟了电极加热狭缝光子晶体波导的温度分布. 带有热调控电极的狭缝光子晶体波导结构示意图如图 4(a). 灰色小孔阵列为狭缝光子晶体波导, 制作在绝缘体上硅衬底的硅层上. 狭缝

光子晶体波导下方的二氧化硅阻挡层被刻蚀掉,形成空气桥结构.在光子晶体波导两侧的硅平板上沉积有条形金属微电极,用于加热.光波通过透镜光纤,与光子晶体波导两端的狭缝波导耦合.

仿真中利用光力实现对微粒的捕获,并通过加热金属电极对狭缝光子晶体波导进行折射率调控,控制微粒沿光子晶体波导狭缝停止的位置.计算中,光子晶体平板采用空气桥结构,长度为 $18\mu\text{m}$.计算得到的电极加热时狭缝光子晶体波导的表面温度分布示意如图 4(b).计算结果表明热量被很好地局域在光子晶体平板区域内.光子晶体波导的温度变化,可以由硅的热光系数 $1.86 \times 10^{-4}/\text{K}$ 转化为更加直观的折射率变化分布.图 4(c)为不同加热功率下,计算得到的狭缝光子晶体波导内折射率变化.拟合出该结构下热调控折射率的效率为 $\eta_2 = 8.73 \cdot 10^{-4}/\text{mW}$,即折射率变化 0.012 所需的调控功率为 13.7 mW.图 4(d)为加热功率 $P = 13.7\text{ mW}$ 时从狭缝光子晶体波导中心到边缘处的横向折射率变化分布.计算结果显示在光子晶体波导内部(即横向位移 $\leq 5\mu\text{m}$ 处)折射率变化分布较为均匀,表明双侧加热的微电极可以在光子晶体平板内形成横向分布较为均匀的温度场,有利于提高光子晶体波导的调控效率.在电极加热外侧,折射率变化会随距离变化指数衰减,距离电极 $10\mu\text{m}$ 外的折射率变化降为中心区域的 20% 左右.

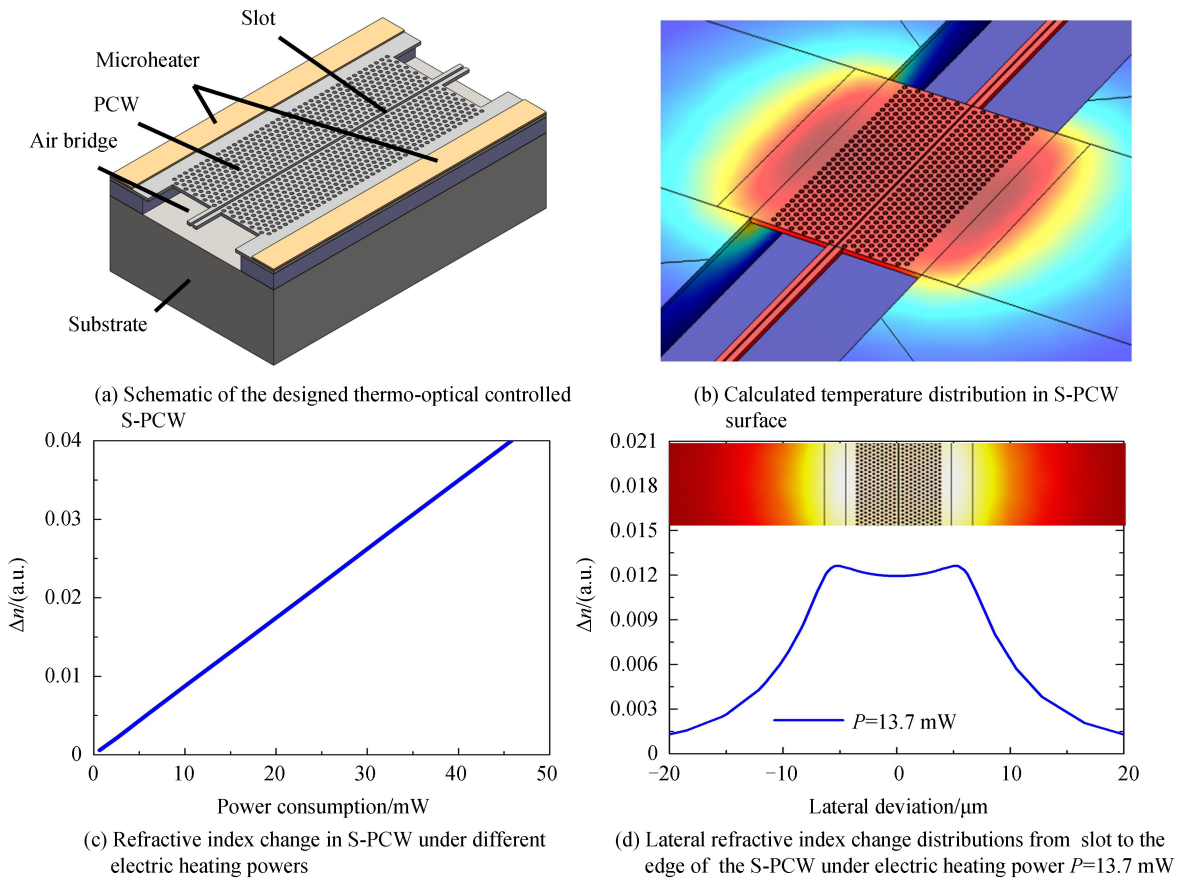


图 4 设计的热调控狭缝光子晶体波导结构示意图,计算得到的光子晶体波导表面温度分布与折射率变化
Fig.4 Schematic of the designed thermo-optical controlled S-PCW, Calculated temperature distribution in S-PCW surface and refractive index change in S-PCW under different electric heating powers

热调控渐变狭缝光子晶体波导用于微粒操控的优势主要是能够更加有效地增强光场对微粒的光学力,并能在俘获微粒的同时将其输运到指定的位置.计算得到单位光强下 50 nm 半径的微粒在狭缝内沿传输方向受到的光学驱动力为 6 pN/W ,比文献[18]中计算得到的普通狭缝介质波导中的微粒受力(0.44 pN/W)大一个量级.该结果表明光子晶体波导的慢光增强效应能够有效提高光场与微粒的相互作用,与文献[13]、[16]结果相符.仿真得到热调控折射率的效率为 $\eta_2 = 8.73 \cdot 10^{-4}/\text{mW}$,考虑到本文使用的空气桥结构相比二氧化硅包覆层能更有效地阻止热扩散,使调控效率提高,该结果与文献[21]的实验结果($3.38 \cdot 10^{-4}/\text{mW}$)相符.此外,与文献[17-19]中采用强光调控或可调谐激光器作为控制光源相比,热调控具有结构简单、成本低等优势.

3 结论

提出了一种可同时实现光力操控微粒传输与定位的渐变狭缝光子晶体波导结构.分析了热调控渐变狭缝光子晶体波导实现微粒俘获与输运的原理,数值模拟了狭缝光子晶体波导内折射率及光场分布以及微粒受力、热调控功耗特性.结果表明,该狭缝光子晶体波导在带隙区域内存在单模传输的导波模式,通过设计渐变的狭缝宽度使得传输方向上不同位置的截止频率渐变,再通过热调控折射率以实现控制光波在传输方向上的截止位置.针对具有典型病毒尺寸的半径 50 nm 的介质微粒,建立了一个光子晶体波导狭缝宽度从入射端的 120 nm,线性变化到出射端的 116 nm 的带有金属加热电极的微粒控制器模型.数值计算结果表明,对于所设计的渐变狭缝光子晶体波导结构,狭缝宽度从 120 nm 缩窄为 116 nm,与硅折射率增大 0.012 所引发的导波模式的截止频率变化量相等.由此,通过改变热调控功率,将硅的折射率逐渐增大 0.012,即可实现光波截止位置从出射端到入射端的移动,从而实现微粒位置从出射端到入射端的控制.对于总长度 18 μm 的光子晶体波导,实现上述折射率变化所需的加热功率仅为 13.7 mW.与全光控制相比,热调控的方法能够减少额外光源的使用,并提供大规模集成的可行性.这一结构为微粒操控提供了一种实现途径.

参考文献

- [1] XU Xiao-hao, CHENG Chang, XIN Hong-bao, *et al.* Controllable orientation of single silver nanowire using two fiber probes[J]. *Scientific Reports*, 2014, **4**: 3989.
- [2] ORNIGOTTI M, AIELLO A. Surface angular momentum of light beams[J]. *Optics Express*, 2014, **22**(6): 1339-1343.
- [3] SUKHOV S, DOGARIU A. Negative nonconservative forces: optical ‘tractor beams’ for arbitrary objects[J]. *Physical Review Letters*, 2011, **107**(20): 203602.
- [4] WANG Neng, LU Wan-li, NG J, *et al.* Optimized optical ‘tractor beam’ for core-shell nanoparticles[J]. *Optics Letters*, 2014, **39**(8): 2399-2402.
- [5] NOVITSKY A, QIU Cheng-wei, LAVIRNENKO A. Material-independent and size-independent tractor beams for dipole objects[J]. *Physical Review Letters*, 2012, **109**(2): 023902.
- [6] CHEN J, NG J, LIN Zhi-fang, *et al.* Optical pulling force[J]. *Nature Photonics*, 2011, **5**(9): 531-534.
- [7] BRZOBOHATY O, KARASEK V, SILER M, *et al.* Experimental demonstration of optical transport, sorting and self-arrangement using a ‘tractor beam’[J]. *Nature Photonics*, 2013, **7**(2): 123-128.
- [8] LIN Shi-yun, CROZIER K B. An integrated microparticle sorting system based on near-field optical forces and a structural perturbation[J]. *Optics Express*, 2012, **20**(4): 3367-3374.
- [9] LIN Shi-yun, SCHONBRUN E, CROZIER K. Optical manipulation with planar silicon microring resonators[J]. *Nano Letter*, 2010, **10**(7): 2408-2411.
- [10] WANG Kai, SCHONBRUN E, STEINVURZEL P, *et al.* Scannable plasmonic trapping using a gold stripe[J]. *Nano Letter*, 2010, **10**(9): 3506-3511.
- [11] KIM J, SHIN J H. Stable, free-space optical trapping and manipulation of sub-micron particles in an integrated microfluidic chip[J]. *Scientific Reports*, 2016, **6**: 33842.
- [12] YANG A H J, MOORE S D, SCHMIDT B S, *et al.* Optical manipulation of nanoparticles and biomolecules in sub-wavelength slot waveguides[J]. *Nature*, 2009, **457**(7225): 71-75.
- [13] DESHARMES N, DHARANIPATHY U, DIAO Zhao-lu, *et al.* Observation of backaction and self-induced trapping in a planar hollow photonic crystal cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2013, **110**(12): 123601.
- [14] SCULLION M G, ARITA Y, KRAUSS T F, *et al.* Enhancement of optical forces using slow light in a photonic crystal waveguide[J]. *Optica*, 2015, **2**(9): 816-821.
- [15] HAN Shou-bao, SHI Yao-cheng. Systematic analysis of optical gradient force in photonic crystal nanobeam cavities[J]. *Optics Express*, 2016, **24**(1): 452-458.
- [16] ANGELEENE S A, SUKHOV, S V, DOGARIU A, *et al.* Scattering forces within a left-handed photonic crystal[J]. *Scientific Reports*, 2017, **7**: 41014.
- [17] XIN Hong-bao, XU Rui, LI Bao-jun. Optical trapping, driving, and arrangement of particles using a tapered fibre probe [J]. *Scientific Reports*, 2012, **2**: 818.
- [18] LIN P T, LEE P T. Efficient transportation of nano-sized particles along slotted photonic crystal waveguide[J]. *Optics Express*, 2012, **20**(3): 3192-3199.
- [19] LIN P T, LEE P T. All-optical controllable trapping and transport of subwavelength particles on a tapered photonic crystal waveguide[J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(3): 424-426.
- [20] ZHAO Qiang, CUI Kai-yu, FENG Xue, *et al.* Ultra-compact variable optical attenuator based on slow light photonic crystal waveguide[J]. *Chinese Optics Letters*, 2013, **11**(3): 2-5.

- [21] ZHAO Qiang, CUI Kai-yu, HUANG Zhi-lei, *et al.* Compact thermo-optic switch based on tapered W1 photonic crystal waveguide[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2013, **1**(c):12-16.
- [22] SCULLION M G, FALCO D A, KRAUSS T F. Contra-directional coupling into slotted photonic crystals for spectrometric applications[J]. *Optics Letters*, 2014, **39**(15): 4345-4348.
- [23] BUSCH K, FREYMANN G, LINDEN S, *et al.* Periodic nanostructures for photonics[J]. *Physics Reports*, 2007, **444** (3-6): 101-202.
- [24] ZHAO Qiang, CUI Kai-yu, FENG Xue, *et al.* Compact and broadband 1×4 optical switch based on w2 photonic crystal waveguides[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2016, **8**(5): 1-9.