

激光与光电子学进展

函数型光子晶体表面的光自旋霍尔效应

王筠^{1,2*}

¹湖北第二师范学院物理与机电工程学院, 湖北 武汉 430205;

²湖北第二师范学院光电材料与元器件研究所, 湖北 武汉 430205

摘要 应用传输矩阵法研究含缺陷层的函数型光子晶体表面的光自旋霍尔效应,数值计算和分析研究发现,通过调节入射线偏振光的偏振角、入射角、函数型光子晶体周期数、缺陷层光学厚度及入射光波圆频率等,可以实现反射光波和透射光波相对于入射点的横向位移控制。在数值计算中还发现通过调节相应参量可以实现百微米量级透射光波的横移,这些工作可为基于自旋的量子通信以及新型光电器件研究提供理论参考。

关键词 材料; 函数型光子晶体; 光自旋霍尔效应; 横向位移; 角动量守恒

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.2316003

Spin Hall Effect of Light on the Surface of Functional Photonic Crystal

Wang Yun^{1,2*}

¹College of Physics and Mechanical and Electrical Engineering, Hubei University of Education, Wuhan, Hubei 430205, China;

²Institute of Optoelectronic Materials and Components, Hubei University of Education, Wuhan, Hubei 430205, China

Abstract In this study, the transfer matrix method is used to study the spin Hall effect of light on the surface of a functional photonic crystal with a defect layer. Through numerical calculations and analyses, we find that the transverse displacement of reflected light or transmitted light can be controlled by adjusting the polarization angle, incidence angle, period number of the functional photonic crystal, optical thickness of the defect layer, and circular frequency of the incident light. Numerical calculations reveal that 100-micron level transverse displacement can be achieved by adjusting the corresponding parameters. These results provide a theoretical reference for research into spin-based quantum communication and new optoelectronic devices.

Key words materials; functional photonic crystal; spin Hall effect of light; transverse displacement; conservation of angular momentum

OCIS codes 160.5298; 050.5298; 120.7000

1 引言

当一束线偏振光在介质表面发生反射与折射时,自旋相反的左旋与右旋光子沿着折射率梯度垂直方向的反方向漂移,导致光束分裂成两束左旋与

右旋圆偏振光,并分居在入射面两侧,这就是光自旋霍尔效应。2004年 Onoda 等^[1]和 2006年 Bliokh 等^[2]从理论上提出光自旋霍尔效应,2008年 Hosten 等^[3]和 Bliokh 等^[4]先后在实验中观察到这一现象,并测得左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的距离不超

收稿日期: 2021-01-29; 修回日期: 2021-04-09; 录用日期: 2021-04-22

通信作者: *1486085966@qq.com

过 70 nm。2011 年 Luo 等^[5]从理论上首次推导出多层纳米结构中的光自旋霍尔效应模型,他们考虑了折射率梯度在低折射率与高折射率介质中交替变化,导致介质分界面处菲涅耳系数呈现周期振荡形式^[6-8]。自从 1987 年 Yablonovitch 和 John 提出光子晶体的概念以来^[9-10],光子晶体已成为光电子材料的一个重要研究领域。有科研人员提出一种新型的函数光子晶体概念^[7-8],这种光子晶体的介质层折射率是随空间位置变化的周期函数,光波在其中沿曲线路径传播。还有科研人员研究了一维折线型、阶梯型、正弦函数型及 sinc 函数型光子晶体的光学传输特性^[10-13]。本文将研究任意线偏振光入射到

sinc 函数型光子晶体分界面上的反射与透射情况,分析反射光和透射光的光自旋霍尔效应,为基于自旋的量子通信以及新型光电器件研究提供理论参考。

2 原理方法

2.1 理论模型

如图 1 所示,缺陷层 D 位于缺陷函数型光子晶体结构的中心,左右两侧是由 sinc 函数折射率介质层 A 、 B 交替组成的两个半有限光子晶体 $(AB)_m$ 和 $(BA)_m$,其中 m 为周期数, A 、 B 介质层的折射率随空间位置而变化,它们的折射率计算公式分别为

$$n_A = n_A(0) + A_1 \operatorname{sinc}\left(\frac{4z - a + b}{4b}\right), \quad 0 \leq z \leq (a - b)/2, \quad (1)$$

$$n_B = n_B(0) + A_2 \operatorname{sinc}\left(\frac{4z - 3a + b}{4a}\right), \quad (a - b)/2 \leq z \leq a, \quad (2)$$

式中: $n_A(0)$ 、 $n_B(0)$ 分别为 A 、 B 介质层在 $z=0$ 处的折射率; A_1 、 A_2 、 a 、 b 均为常数; z 为入射光波进入介质层的深度。介质层 A 和 B 的厚度分别为 $d_A = (a - b)/2$, $d_B = (a + b)/2$,二者均满足 $n_A(0)d_A =$

$n_B(0)d_B = \frac{\lambda_0}{4} = \frac{\pi c}{2\omega_0}$,其中 λ_0 和 ω_0 分别为真空中入射光的中心波长和中心圆频率, c 为真空中的光速。缺陷层 D 的折射率和厚度分别为 n_D 和 d_D 。

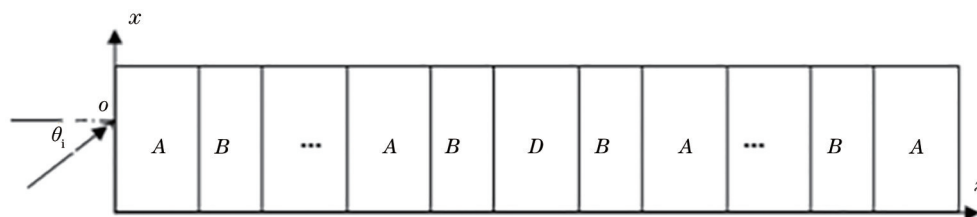


图 1 含缺陷层的函数型光子晶体结构示意图

Fig. 1 Schematic of functional photonic crystal containing defect layer

2.2 计算方法

对于 $z > 0$ 区域的 sinc 函数型光子晶体 $(AB)_m D (BA)_m$,一束线偏振光波(平行极化波 p 波或垂直极化波 s 波)在函数型光子晶体中沿曲线传播,利用电磁场边界条件可得到,在该结构同一介质层的两个分界面位置 z 和 $z + \Delta z$ 处的电场强度分量和磁场强

度分量满足以下矩阵关系^[10-11]:

$$\mathbf{M}_i^{p,s} = \begin{pmatrix} \cos \delta_i^{p,s} & -j \sin \delta_i^{p,s} \\ -j \eta_i^{p,s} \sin \delta_i^{p,s} & \cos \delta_i^{p,s} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

则称 $\mathbf{M}_i^{p,s}$ 是 B 、 A 介质层的特征矩阵。于是可以得到 n 个周期光子晶体的特征方程:

$$\begin{pmatrix} E_1^{p,s} \\ H_1^{p,s} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_B^{p,s} \mathbf{M}_A^{p,s} \mathbf{M}_B^{p,s} \cdots \mathbf{M}_B^{p,s} \mathbf{M}_A^{p,s} \mathbf{M}_B^{p,s} \begin{pmatrix} E_{N+1}^{p,s} \\ H_{N+1}^{p,s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A^{p,s} & B^{p,s} \\ C^{p,s} & D^{p,s} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{N+1}^{p,s} \\ H_{N+1}^{p,s} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

(3) 式中, $\delta_i^{p,s}$ 和 $\eta_i^{p,s}$ 在垂直入射时分别为 $\delta_i^{p,s} = \frac{\omega}{c} n_i d_i$ 和 $\eta_i^{p,s} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_i$,其中 n_i 、 d_i 分别为第 i 个子层的折射率和厚度, ω 为入射光波的圆频率, ϵ_0 、 μ_0 分别为真空介电常数和磁导率, j 是虚数单位。(4) 式

中, $E_1^{p,s}$ 和 $H_1^{p,s}$ 为图 1 所示周期结构 $(AB)_m D (BA)_m$ 左侧第一个界面上的切向电场强度和切向磁场强度,而 $E_{N+1}^{p,s}$ 和 $H_{N+1}^{p,s}$ 为图 1 右侧最后一个界面上的切向电场强度和切向磁场强度。

进一步可得到 p 波或 s 波在图 1 中以入射角 θ_i

斜入射到周期结构 $(AB)_m D (BA)_m$ 分界面时的反射系数和透射系数,限于篇幅,本文只给出垂直极化波(s波)反射系数 r^s 和透射系数 t^s 表示式^[12]

$$r^s = \frac{A\eta_0 \cos \theta_i + B\eta_0 \eta_{N+1}^s \cos \theta_i - C - D\eta_{N+1}^s}{A\eta_0 \cos \theta_i + B\eta_0 \eta_{N+1}^s \cos \theta_i + C + D\eta_{N+1}^s}, \quad (5)$$

$$t^s = \frac{2\eta_0 \cos \theta_i}{A\eta_0 \cos \theta_i + B\eta_0 \eta_{N+1}^s \cos \theta_i + C + D\eta_{N+1}^s}, \quad (6)$$

式中: $\eta_0 = n_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$, n_0 为空气折射率, $n_0 = 1$; $\eta_{N+1}^s =$

$$n_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cos \theta_i。$$

一束偏振角为 α_i 的任意线偏振光以入射角 θ_i 入射到图 1 所示周期结构的 o 点,由于任意线偏振光可以正交分解为垂直极化波 E^s 和平行极化波 E^p ,而这两个相互正交的线极化波又可以分别分解为振幅与初相位都相同的左旋、右旋圆极化波,因此,垂直极化反射波的左、右旋圆极化波的横向位移分别表示为 Δy_{r+}^v 和 Δy_{r-}^v ,平行极化反射波的左、右旋圆极化波的横向位移分别表示为 Δy_{r+}^h 和 Δy_{r-}^h ,垂直极化透射波的左、右旋圆极化波的横向位移分别表示为 Δy_{t+}^v 和 Δy_{t-}^v ,平行极化透射波的左、右旋圆极化波的横向位移分别表示为 Δy_{t+}^h 和 Δy_{t-}^h ,则反射波的总横向位移应为垂直极化反射波的左、右旋圆极化波的横向位移与平行极化反射波的左、右旋圆极化波的横向位移的总和^[5],即

$$\Delta y_{r\pm} = \Delta y_{r\pm}^h \cos^2 \alpha_r + \Delta y_{r\pm}^v \sin^2 \alpha_r, \quad (7)$$

$$\text{式中: } \cos \alpha_r = \frac{\text{Re}[r^p] \cos \alpha_i}{\sqrt{\text{Re}[r^p]^2 \cos^2 \alpha_i + \text{Re}[r^s]^2 \sin^2 \alpha_i}};$$

$$\sin \alpha_r = \frac{\text{Re}[r^s] \sin \alpha_i}{\sqrt{\text{Re}[r^p]^2 \cos^2 \alpha_i + \text{Re}[r^s]^2 \sin^2 \alpha_i}}; \frac{\Delta y_{r\pm}^h}{\lambda} =$$

$$\mp \frac{1}{2\pi} \left[1 + \left(|r^s| / |r^p| \right) \cos(\varphi^s - \varphi^p) \right] \cot \theta_i; \frac{\Delta y_{r\pm}^v}{\lambda} =$$

$$\mp \frac{1}{2\pi} \left[1 + \left(|r^p| / |r^s| \right) \cos(\varphi^s - \varphi^p) \right] \cot \theta_i。$$

透射波的总横向位移应为垂直极化透射波的左、右旋圆极化波的横向位移与平行极化透射波的左、右旋圆极化波的横向位移的总和^[5],即

$$\Delta y_{t\pm} = \Delta y_{t\pm}^h \cos^2 \alpha_t + \Delta y_{t\pm}^v \sin^2 \alpha_t, \quad (8)$$

$$\text{式中: } \cos \alpha_t = \frac{\text{Re}[t^p] \cos \alpha_i}{\sqrt{\text{Re}[t^p]^2 \cos^2 \alpha_i + \text{Re}[t^s]^2 \sin^2 \alpha_i}};$$

$$\sin \alpha_t = \frac{\text{Re}[t^s] \sin \alpha_i}{\sqrt{\text{Re}[t^p]^2 \cos^2 \alpha_i + \text{Re}[t^s]^2 \sin^2 \alpha_i}}; \frac{\Delta y_{t\pm}^h}{\lambda} =$$

$$\pm \frac{1}{2\pi} \left[\eta - \left(|t^s| / |t^p| \right) \cos(\varphi^s - \varphi^p) \right] \cot \theta_i; \frac{\Delta y_{t\pm}^v}{\lambda} =$$

$$\pm \frac{1}{2\pi} \left[\eta - \left(|t^p| / |t^s| \right) \cos(\varphi^s - \varphi^p) \right] \cot \theta_i; \eta = \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i},$$

θ_t 是线偏振光经过图 1 所示周期结构的透射角。

由(4)~(8)式就可以计算得到任意线偏振光波在图 1 所示周期结构表面的反射波总横向位移和透射波的总横向位移。

3 数值计算与分析

在下面计算中不考虑介质吸收,介质层 A 和 B 的相应参量在(1)式和(2)式中的取值分别为 $n_A(0) = 3.37, n_B(0) = 1.544, A_1 = 0.1, A_2 = 0.2, a = 149.452 \text{ nm}, b = 55.535 \text{ nm}$, 则 A 层厚度 $d_A = (a - b)/2 = 46.9585 \text{ nm}$, B 层厚度 $d_B = (a + b)/2 = 102.4935 \text{ nm}$, 从而满足 $n_A(0)d_A = n_B(0)d_B = \frac{\lambda_0}{4} = \frac{c\pi}{2\omega_0}$, 中心波长 $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$, 中心圆频率 $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} = 2.9763 \times 10^{15} \text{ rad/s}$, 缺陷层 D 的光学厚度满足: $n_D = 2, d_D = 112 \text{ nm}$, 如无特殊说明,周期数 $m = 5$ 。

根据(7)式和(8)式,入射线偏振光波的偏振角 α_i 与图 1 所示周期结构表面的反射波和透射波的总横向位移关系紧密。取角频率为 $2\omega_0$ 的单色线偏振光波以一定入射角 θ_i 入射到图 1 中 o 点,考察入射线偏振光波的偏振角 α_i 对反射波和透射波的总横向位移的影响,如图 2 所示,其中 θ_b 是入射波在空气和介质层 A 分界面上的布儒斯特角,即 $\theta_b = \arctan \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} = \arctan \frac{n_A(0)}{n_0} = 0.4084\pi$ 。图 2 中实线表示左旋圆极化波的总横向位移 Δy_{r+} 或 Δy_{t+} ,虚线表示右旋圆极化波总横向位移 Δy_{r-} 或 Δy_{t-} ,以下各图均沿用这种表示方法。

由图 2 可知,由于图 1 所示的函数型光子晶体介质层 A、B 的折射率周期变化,入射线偏振光波以 θ_i 入射时,调节其偏振角 α_i ,无论是反射光波还是透射光波,它们沿垂直于入射面的方向偏离入射中心 o 点的总横向位移 $\Delta y_{r\pm}$ 或 $\Delta y_{t\pm}$ 随 α_i 呈周期振荡,且振荡幅值随入射角 θ_i 的增大而变大。对比图 2(a)、(b)还可以看到,反射光波的横向位移 $\Delta y_{r\pm}$ 与透射光波的横向位移 $\Delta y_{t\pm}$ 随 α_i 的周期振荡规律不相同,这是因为反射波位于图 1 所示周期结构左侧界面处,而透射波是从该周期结构的右侧界面透射出

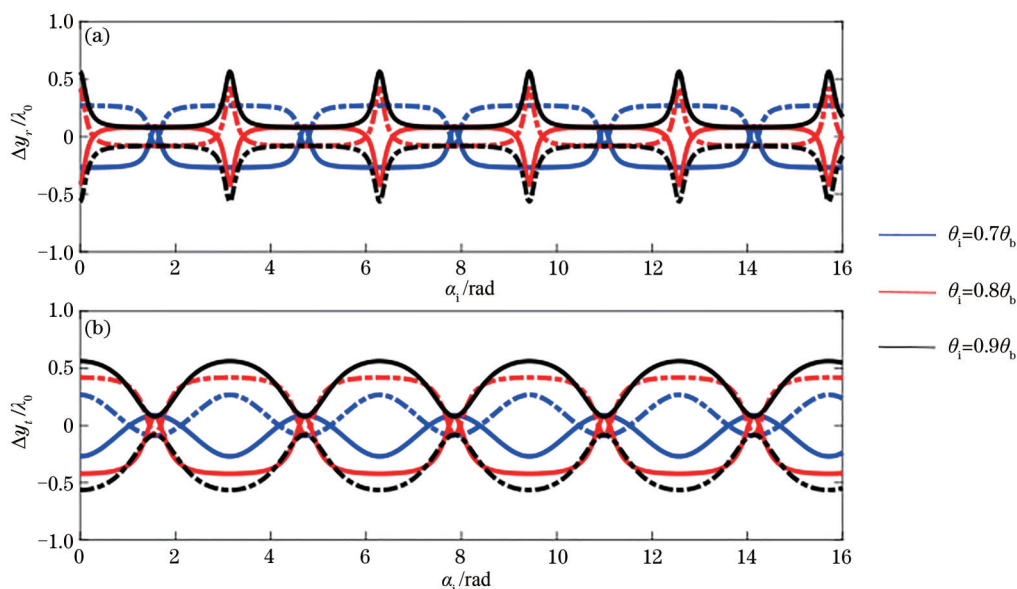


图 2 反射光和透射光的横向位移随入射偏振角的变化曲线。(a)反射光;(b)透射光

Fig. 2 Curves of transverse displacement of reflected light and transmitted light changed with incident polarization angles.

(a) Reflected light; (b) transmitted light

去,二者经历的光程不一样;单色线偏振光的偏振角 α_i 改变时,入射线偏振光的偏振面随之变化,从而导致其反射光和透射光的偏振面旋转变,即反射光子和透射光子的自旋角动量改变,由于光子自旋角动量和轨道角动量之和遵守角动量守恒定律,因此,光子自旋角动量的改变导致其轨道角动量变化,从而导致反射光(透射光)的左旋圆偏振光与右旋圆偏振光传播轨迹分裂,反射光(透射光)的总横

向位移不为零^[12-15]。

由(7)、(8)式及图 2 可知,反射波的总横向位移 $\Delta y_{r,\pm}$ 和透射波的总横向位移 $\Delta y_{t,\pm}$ 与入射线偏振光波入射角 θ_i 紧密相关。如图 3 所示,入射光波是偏振角 $\alpha_i = 0.001$ 、圆频率 $\omega = \omega_0$ 的单色线偏振光,改变入射角 θ_i ,反射光波和透射光波的总横向位移 $\Delta y_{r,\pm}$ 和 $\Delta y_{t,\pm}$ 随之改变,且在 $\theta_i = 0.40944\pi$ 时反射光波的总横向位移出现最大值 $\Delta y_{r,\max} = 10.2270\lambda_0$,在

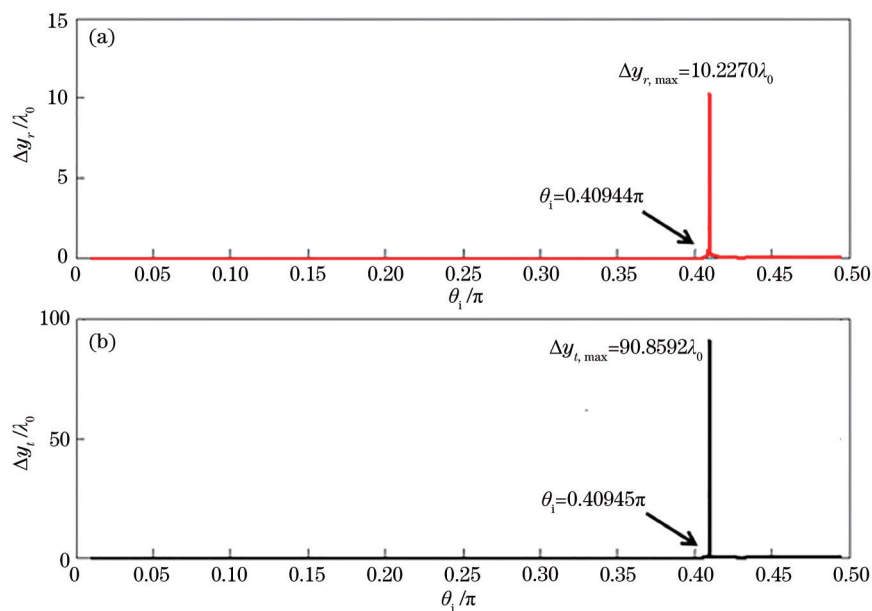


图 3 反射光和透射光的横向位移随入射角的变化曲线。(a)反射光;(b)透射光

Fig. 3 Curves of transverse displacement of reflected light and transmitted light changed with incident angle.

(a) Reflected light; (b) transmitted light

$\theta_i = 0.40945\pi$ 处透射光波的总横向位移出现最大值 $\Delta y_{t,\max} = 90.8592\lambda_0$, 运用光子角动量守恒原理进行分析, 当入射线偏振光的入射角 $\theta_i = 0.40944\pi$ 时, 反射光子此时发生了最大自旋角动量变化, 从而导致反射光子获得最大的轨道角动量改变, 宏观上表现为相对于入射点 o 产生了最大横向位移 $\Delta y_{r,\max} = 10.227\lambda_0$; 同样地, 在 $\theta_i = 0.40945\pi$ 时, 透射光子此时发生了最大自旋角动量变化, 从而导致透射光子获得了最大轨道角动量的改变, 宏观上表现为相

对于入射点 o 产生了最大横向位移 $\Delta y_{t,\max} = 90.8592\lambda_0$, 这都说明通过控制线偏振光入射角可以获得反射光或透射光的最大总横向位移^[12-15]。

由于图 1 所示周期结构的光学传输特性是由介质层 A 、 B 和中心缺陷层 D 决定, 根据(7)式和(8)式, 可以通过调节图 1 周期结构中心缺陷层 D 的光学厚度 ($n_D d_D$) 即改变缺陷层折射率 n_D 或厚度 d_D 来实现对反射光波和透射光波总横向位移的控制, 结果如图 4 和图 5 所示。在图 4 和图 5 中, 入射线偏振光的

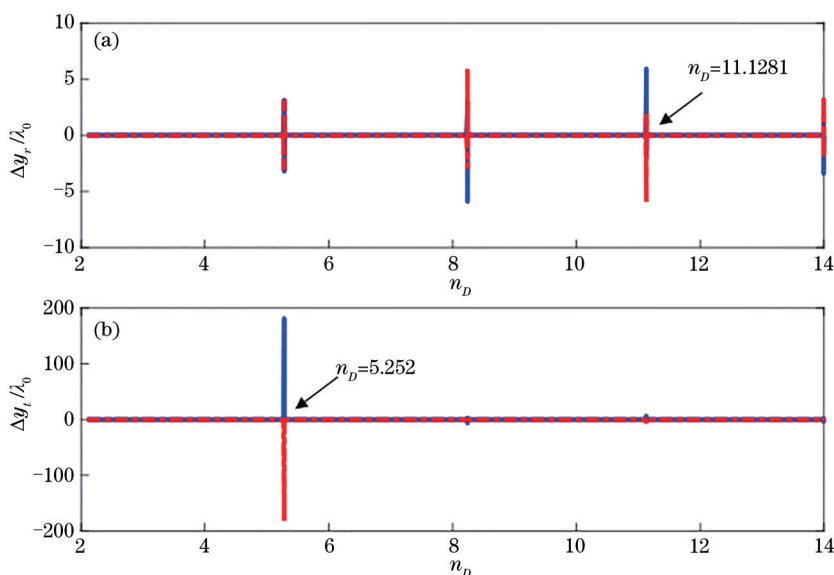


图 4 反射光和透射光的横向位移随缺陷层折射率的变化曲线。(a)反射光;(b)透射光

Fig. 4 Curves of transverse displacement of reflected light and transmitted light changed with refractive index of defect layer.

(a) Reflected light; (b) transmitted light

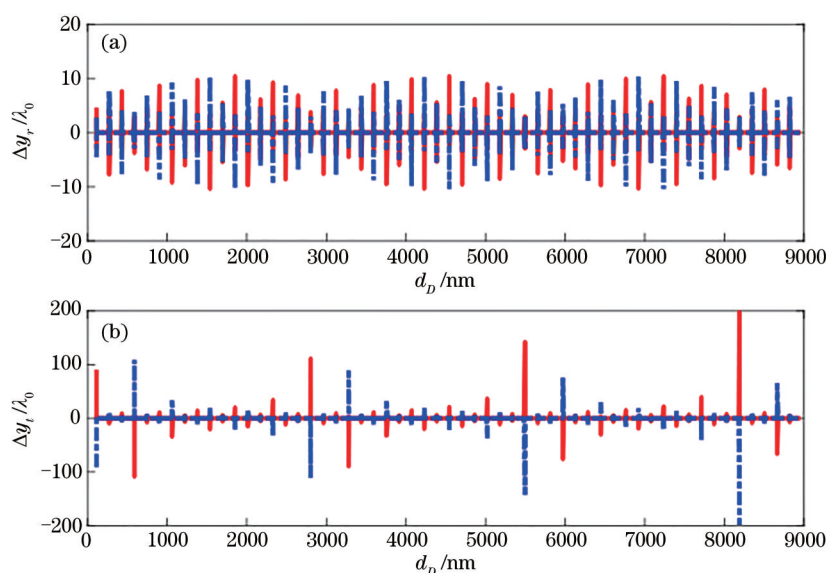


图 5 反射光和透射光的横向位移随缺陷层厚度的变化曲线。(a)反射光;(b)透射光

Fig. 5 Curves of transverse displacement of reflected light and transmitted light changed with thickness of defect layer.

(a) Reflected light; (b) transmitted light

圆频率 $\omega = \omega_0$ 、偏振角 $\alpha_i = 0.001$ ，入射角 $\theta_i = 0.40944\pi$ 。在图 4 中，中心缺陷层厚度 $d_D = 112 \text{ nm}$ ，图 4(a) 中当 $n_D = 11.1281$ 时，反射光波总横向位移达到最大值 $\Delta y_{r,\max} = 5.9062\lambda_0$ ；在图 4(b) 中当 $n_D = 5.252$ 时，透射波横向位移达到最大值 $\Delta y_{t,\max} = 181.29\lambda_0$ 。图 5 中缺陷层的折射率 $n_D = 2$ ，改变缺陷层厚度 d_D 也能够实现对反射光波和透射光波总横向位移的调节，这主要是因为图 1 周期结构中心缺陷层 D 的光学厚度 $n_D d_D$ 的改变，导致该周期结构光学传输特性即反

射系数、透射系数的改变，从而导致反射光波（透射光波）在界面上相对原点 o 的横向位移发生变化。

图 1 所示周期结构的光学传输特性还与周期数 m 有关，改变周期数 m 也可以调节反射波和透射波的总横向位移，如图 6 所示。此时，入射线偏振光的圆频率 $\omega = 2\omega_0$ 、偏振角 $\alpha_i = 0.001$ ，入射角 $\theta_i = 0.9\theta_b$ ，从图 6(b) 可以看到，当周期数 $m = 67$ 时，透射光可以获得最大总横向位移 $\Delta y_{t,\max} = 1.9633 \times 10^3 \lambda_0$ 。

当然，通过调节入射线偏振光波的频率也可以调控反射光波和透射光波的总横向位移，如图 7 所

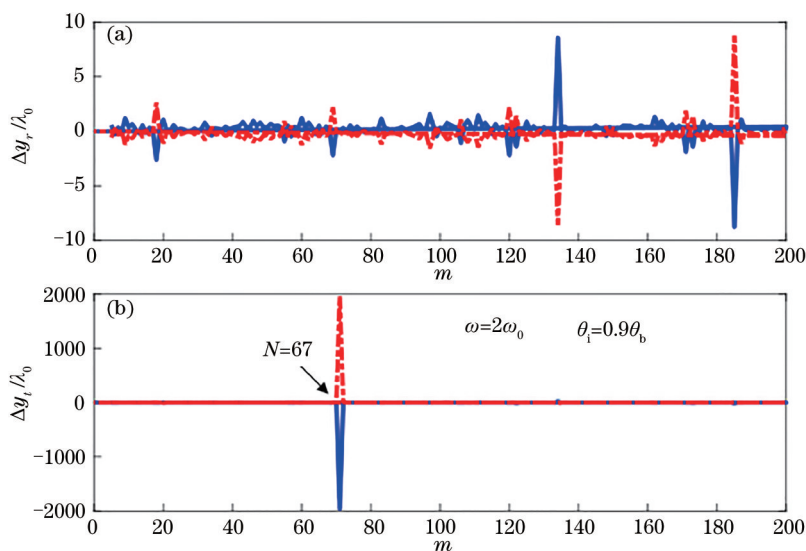


图 6 反射光和透射光的横向位移随周期数的变化曲线。(a) 反射光；(b) 透射光

Fig. 6 Curves of transverse displacement of reflected light and transmitted light changed with period number. (a) Reflected light; (b) transmitted light

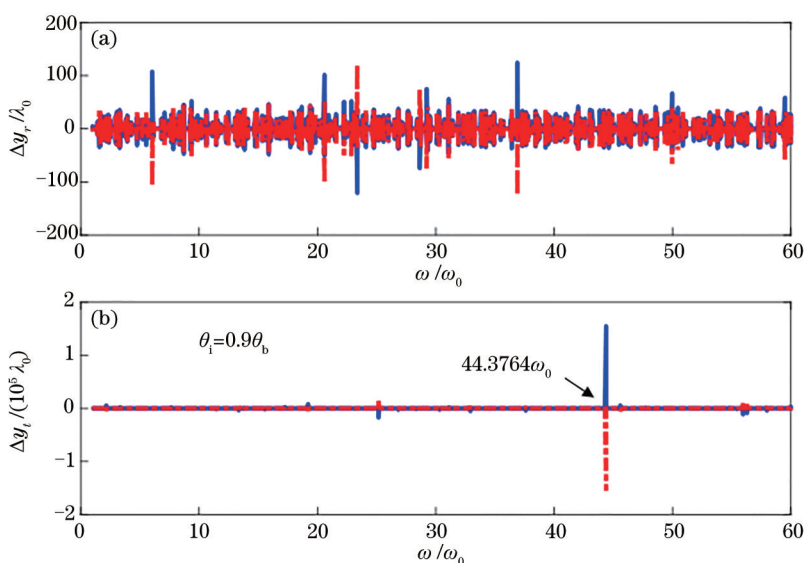


图 7 反射光和透射光的横向位移随入射光圆频率的变化曲线。(a) 反射光；(b) 透射光

Fig. 7 Curves of transverse displacement of reflected light and transmitted light changed with circular frequency of incident light. (a) Reflected light; (b) transmitted light

示,此时入射线偏振光的偏振角 $\alpha_i = 0.001$,入射角 $\theta_i = 0.9\theta_b$,周期数 $m=5$,其他参量同前。从图 7 依然可以发现,随着入射光波圆频率的变化,反射光波和透射光波的总横向位移都改变,而且当入射光波圆频率 $\omega = 44.3764\omega_0$ 时,透射光波总横移量出现最大值 $\Delta y_{t,\max} = 1.5477 \times 10^5 \lambda_0$ 。

4 结 论

主要研究了含缺陷层的函数型光子晶体表面光自旋霍尔效应,数值计算和分析研究发现,通过调节入射线偏振光的偏振角、入射角、函数型光子晶体周期数、缺陷层光学厚度及入射光波圆频率等,可以实现反射光波和透射光波相对于入射点的横向位移控制;在数值计算中还发现通过调节缺陷层的折射率,透射光波的横向位移最大可达微米量级,而调节入射光波圆频率甚至可以使得透射光波的横向位移达到百微米量级。

参 考 文 献

- [1] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N. Hall effect of light[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(8): 083901.
- [2] Bliokh K Y, Bliokh Y P. Conservation of angular momentum, transverse shift, and spin Hall effect in reflection and refraction of an electromagnetic wave packet[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(7): 073903.
- [3] Hosten O, Kwiat P. Observation of the spin Hall effect of light via weak measurements[J]. *Science*, 2008, 319(5864): 787-790.
- [4] Bliokh K Y, Niv A, Kleiner V, et al. Geometrodynamics of spinning light[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(12): 748-753.
- [5] Luo H L, Ling X H, Zhou X X, et al. Enhancing or suppressing the spin Hall effect of light in layered nanostructures[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(3): 033801.
- [6] Zhang J, Luo Z M, Luo H L, et al. Steering asymmetric spin splitting in photonic spin Hall effect by orbital angular momentum[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(11): 1126002.
张进, 罗朝明, 罗海陆, 等. 利用轨道角动量操控光子自旋霍尔效应中的非对称自旋分裂[J]. *光学学报*, 2013, 33(11): 1126002.
- [7] Luo X, Zhou X X, Luo H L, et al. Cross-polarization characteristics in spin Hall effect of light[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(19): 194202.
罗幸, 周新星, 罗海陆, 等. 光自旋霍尔效应中的交叉偏振特性研究[J]. *物理学报*, 2012, 61(19): 194202.
- [8] Ma J, Luo H L, Wen S C. Spin Hall effect of light in a multilayer-medium structure[J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60(9): 094205.
马娟, 罗海陆, 文双春. 多层介质中的光自旋霍尔效应研究[J]. *物理学报*, 2011, 60(9): 094205.
- [9] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[M]//Burstein E, Weisbuch C. *Confined electrons and photons*. NATO ASI series. Boston: Springer, 1995, 340: 841-844.
- [10] Wang G H, Wang Q C, Wu X Y, et al. Research on one-dimensional function photonic crystals[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(13): 134208.
王光怀, 王清才, 吴向尧, 等. 一维函数光子晶体的研究[J]. *物理学报*, 2012, 61(13): 134208.
- [11] Ba N, Wu X Y, Wang J, et al. Light transmission properties of one-dimensional function photonic crystals[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2012, 39(6): 0606001.
巴诺, 吴向尧, 王婧, 等. 一维函数型光子晶体的光学传输特性[J]. *中国激光*, 2012, 39(6): 0606001.
- [12] Alu A, Engheta N. Pairing an epsilon-negative slab with a mu-negative slab: resonance, tunneling and transparency[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2003, 51(10): 2558-2571.
- [13] Wang Y, Liu D, Liu Y, et al. Light transmission properties of one-dimensional Sinc function photonic crystals containing a dispersive defect layer with negative refractive index[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(4): 0406001.
王筠, 刘丹, 刘勇, 等. 含色散负折射率缺陷一维 Sinc 函数型光子晶体的光学传输特性[J]. *中国激光*, 2014, 41(4): 0406001.
- [14] Wang Y. Kerr and Faraday effects at interface between topological insulator and Sinc-functional photonic crystal[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(10): 1003002.
王筠. 拓扑绝缘体与 Sinc 函数型光子晶体分界面处 Kerr 效应和 Faraday 效应研究[J]. *中国激光*, 2020, 47(10): 1003002.
- [15] Chen M, Luo Z M, Wan T, et al. Manipulation of spin splitting in spin Hall effect of light based on dynamic and geometric phases[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(2): 0226002.
陈敏, 罗朝明, 万婷, 等. 利用动力学相位和几何相位操控光自旋霍尔效应中的自旋分裂[J]. *光学学报*, 2017, 37(2): 0226002.