

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

王筠*

湖北第二师范学院物理与机电工程学院, 湖北 武汉 430205

摘要 应用传输矩阵法和等效介质理论,研究了拓扑绝缘体与 Sinc 函数型光子晶体分界面上的 Kerr 效应和 Faraday 效应,结果显示,在某些频率处,两种线极化波的反射波极化平面都可能会发生近似 $\pm \frac{\pi}{2}$ 的旋转,其附近周期结构的等效介电常数也有突变。进一步研究还发现,透射波极化面的旋转角随频率的变化规律与周期结构 (BAB)_n 等效磁导率随频率的变化规律类似。以上结果都说明,在拓扑绝缘体与函数型光子晶体分界面上的 Kerr 效应和 Faraday 效应与入射波频率、周期结构的介电常数和磁导率等关系紧密。

关键词 材料; 拓扑绝缘体; Sinc 函数型光子晶体; Kerr 效应; Faraday 效应

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.1003002

Kerr and Faraday Effects at Interface Between Topological Insulator and Sinc-Functional Photonic Crystal

Wang Yun*

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

Abstract The Kerr and Faraday effects on the interface between a topological insulator and a Sinc-functional photonic crystal are studied by using the transfer matrix method and the equivalent medium theory. The results show that as for two kinds of linearly polarized waves, the polarization planes of their reflected waves may rotate approximately $\pm \frac{\pi}{2}$ at some frequencies. Meanwhile, the equivalent permittivity of the nearby periodic structure may change abruptly. The further investigation discloses that the law for the rotation angle of transmission wave's polarization plane versus frequency is similar to that for the equivalent permeability of a periodic structure (BAB)_n versus frequency. All the above results show that the Kerr effect and Faraday effect on the interface between a topological insulator and a functional photonic crystal are closely related to the frequency of the incident wave, the dielectric constant and the permeability of a periodic structure.

Key words materials; topological insulator; Sinc-functional photonic crystal; Kerr effect; Faraday effect

OCIS codes 160.5298; 050.5298; 120.7000

1 引 言

近年来拓扑绝缘体引起了人们越来越广泛的关注。拓扑绝缘体是一种全新的物质状态,其内部具有体能隙(绝缘态),而表面(或边缘)存在无能隙金属态的绝缘体材料^[1-8]。当受到垂直方向磁场作用时,表面态被打破,磁电耦合效应产生,即电场能导

致磁极化而磁场能产生电极化。这种磁电耦合效应会引起许多奇特的现象,如拓扑 Kerr 和 Faraday 旋转等^[3]。由于拓扑绝缘体具有特殊能带结构、高载流子迁移率和带隙可调等许多新奇的物理特性,拓扑绝缘体材料在光电器件领域具有广阔的应用前景^[5]。

自从 1987 年 Yablonoitch 和 John 提出光子

收稿日期: 2020-04-09; 修回日期: 2020-05-18; 录用日期: 2020-05-25

* E-mail: wangyun.2007.6.5@163.com

晶体的概念以来^[7,9],光子晶体已成为光电子材料的一个重要研究领域。文献[9-10]提出一种新型的函数光子晶体,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。文献[9,11-12]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。研究表明,当线极化光波通过磁性材料时,反射光和透射光的极化平面会发生旋转,这种现象称为 Kerr 效应(反射光)和 Faraday 效应(透射光)。研究者发现,当线极化波入射到拓扑绝缘体与普通介质分界面时,反射波和透射波不再是线极化波(P 波或 S 波),而是 P 波和 S 波的叠加,即发生了 Kerr 效应和 Faraday 效应。这种磁光效应主要是由于拓扑绝缘体表面的散射波角动量转化为反射波和透射波的角动量,从而反射波和透射波极化面发生旋转^[1-3]。本文将研究拓扑绝缘体与 Sinc 函数型光子晶体分界面上的反射波和透射波的极化面旋转,以期为光电器件研究提供理论参考。

2 理论模型

如图 1 所示,单色线极化光波(平行极化波 P 波或垂直线极化波 S 波) E_{in} 以入射角 α_i 投射到拓扑绝缘体(TI)与 Sinc 函数型光子晶体(BAB)_{*n*} 分界面上($z=0$),其中, n 为周期数, E_r 为该分界面上的反射光波,透射光 E_t 以折射角 γ 从光子晶体底部透射进入空气中。图 1 中 $z < 0$ 区域是拓扑绝缘体材料,它的介电常数为 ϵ_{TI} ,磁导率为 μ_{TI} 。 $z > 0$ 区域是半无限 Sinc 函数型光子晶体(BAB)_{*n*},其中 B、A 介质层折射率随空间位置变化,它们的折射率分别为

$$n_B(z) = n_B(0) + D_1 \text{Sinc}\left(\frac{4z - 3a + b}{4a}\right),$$

$$0 \leq z \leq (a+b)/2, \quad (1)$$

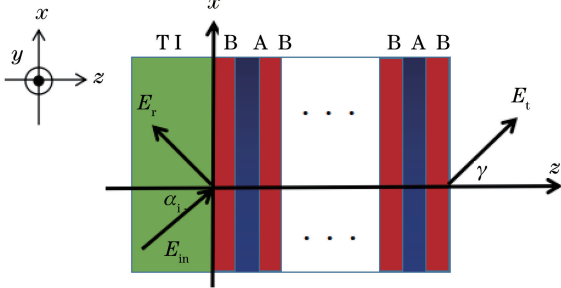


图 1 光在拓扑绝缘体与 Sinc 函数型光子晶体分界面上的反射和透射

Fig. 1 Reflection and transmission of light on interface between topological insulator and Sinc-functional photonic crystal

$$n_A(z) = n_A(0) + D_2 \text{Sinc}\left(\frac{4z - a + b}{4b}\right),$$

$$(a+b)/2 \leq z \leq a, \quad (2)$$

式中: a 和 b 为常数; D_1 和 D_2 为系数;介质层 B 和 A 的厚度分别为 $d_B = (a-b)/2$, $d_A = (a+b)/2$,二者均满足 $n_A(0)d_A = n_B(0)d_B = \frac{\lambda_0}{4} = \frac{\pi c}{2\omega_0}$, λ_0 和 ω_0 分别是真空中入射光波的中心波长和中心圆频率, c 是真空中光速。

3 理论推导

介电常数 ϵ 和磁导率 μ 是描述常规绝缘体对电磁响应的重要参量,拓扑绝缘体与常规绝缘体内部都具有体能隙,但由于拓扑绝缘体轴子角 θ 的存在,其电磁方程仍可采用麦克斯韦方程形式,只不过其电磁本构关系^[1-3]必须为

$$D = \epsilon_{TI} E + \frac{\theta}{2\pi} (2\alpha B), \quad (3)$$

$$H = \frac{B}{\mu_{TI}} - \frac{\theta}{2\pi} (2\alpha B), \quad (4)$$

式中: D 为电位移; H 为磁场强度; E 为电场强度; B 为磁感应强度;真空精细结构常数 $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$,其中 e 为电子电量, \hbar 为约化普朗克常数;这里轴子角 θ 取 π 。假设图 1 中介质层 B、A 都是各向同性的均匀弱磁性材料,即 $\mu_B = \mu_A = \mu_0$, μ_0 为真空磁导率,且在分界面上没有电荷和电流分布,它们的电磁本构关系^[1-3]为

$$D = \epsilon_{B,A} E, \quad (5)$$

$$H = \frac{B}{\mu_{B,A}}, \quad (6)$$

式中: $\epsilon_{B,A}$ 为介质层 B、A 的介电常数; $\mu_{B,A}$ 为介质层 B、A 的磁导率。

对于 $z > 0$ 区域的 Sinc 函数型光子晶体(BAB)_{*n*},电磁波(P 波或 S 波)在函数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,电场强度分量和磁场强度分量间满足以下矩阵关系^[9,11]:

$$M_i^{p,s} = \begin{pmatrix} \cos \delta_i^{p,s} & -\frac{j}{\eta_i^{p,s}} \sin \delta_i^{p,s} \\ -j\eta_i^{p,s} \sin \delta_i^{p,s} & \cos \delta_i^{p,s} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

式中:垂直入射时 $\delta_i^{p,s} = \frac{\omega}{c} n_i d_i$, $\eta_i^{p,s} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_i$,其中, n_i 、 d_i 分别是第 i 个子层的折射率和厚度, ω 是入射光波的圆频率, ϵ_0 、 μ_0 分别是真空介电常数和

磁导率; j 是虚数单位; $\mathbf{M}_i^{p,s}$ 为 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为

$$\begin{pmatrix} E_1^{p,s} \\ H_1^{p,s} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_B^{p,s} \mathbf{M}_A^{p,s} \mathbf{M}_B^{p,s} \cdots \mathbf{M}_B^{p,s} \mathbf{M}_A^{p,s} \mathbf{M}_B^{p,s} \begin{pmatrix} E_{N+1}^{p,s} \\ H_{N+1}^{p,s} \end{pmatrix} = \mathbf{T}^{p,s} \begin{pmatrix} E_{N+1}^{p,s} \\ H_{N+1}^{p,s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A^{p,s} & B^{p,s} \\ C^{p,s} & D^{p,s} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{N+1}^{p,s} \\ H_{N+1}^{p,s} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

式中: $\mathbf{T}^{p,s}$ 为周期结构 $(\text{BAB})_n$ 关于 P、S 波的等效传输矩阵; $A^{p,s}$ 、 $B^{p,s}$ 、 $C^{p,s}$ 和 $D^{p,s}$ 为 $\mathbf{T}^{p,s}$ 的矩阵元; N 为图 1 中边界的编号; $E_1^{p,s}$ 和 $H_1^{p,s}$ 分别为图 1 周期结构 $(\text{BAB})_n$ 左侧第一个界面上的切向电场强度和切向磁场强度; $E_{N+1}^{p,s}$ 和 $H_{N+1}^{p,s}$ 分别为图 1 右侧最后一个界面上的切向电场强度和切向磁场强度。

进一步可得图 1 中 P 波或 S 波在拓扑绝缘体材料 TI 中以入射角 α_i 斜入射到周期结构 $(\text{BAB})_n$ 分界面上的反射系数和透射系数,限于篇幅,这里只给出平行线极化波(P 波)反射系数和透射系数^[12]:

$$r^p =$$

$$\frac{-A^p \eta_0 - B^p \eta_0 \eta_{N+1}^p + C^p \cos \alpha_i + D^p \eta_{N+1}^p \cos \alpha_i}{A^p \eta_0 + B^p \eta_0 \eta_{N+1}^p + C^p \cos \alpha_i + D^p \eta_{N+1}^p \cos \alpha_i}, \quad (9)$$

$$t^p = \frac{2\eta_{N+1}^p \cos \alpha_i}{A^p \eta_0 + B^p \eta_0 \eta_{N+1}^p + C^p \cos \alpha_i + D^p \eta_{N+1}^p \cos \alpha_i}, \quad (10)$$

式中: $\eta_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{TI}} \epsilon_0}{\mu_0}}$; $\eta_{N+1}^p = n_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0 (1 - \epsilon_{\text{TI}} \sin^2 \alpha_i)}}$ 。

在满足长波极限条件下,在有限的一维介质光子晶体 $(\text{BAB})_n$ 中出现等同于均匀平板的反射与透射行为,该周期结构的等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} ^[13] 分别为

$$\begin{cases} \epsilon_{\text{eff}} = \frac{n_{\text{eff}}}{z_{\text{eff}}} \\ \mu_{\text{eff}} = n_{\text{eff}} \cdot z_{\text{eff}} \end{cases}, \quad (11)$$

式中: $z_{\text{eff}} = \pm \sqrt{\frac{(1+r)^2 - t^2}{(1-r)^2 - t^2}}$, 其中, r 为周期结构 $(\text{BAB})_n$ 的反射系数, t 为周期结构 $(\text{BAB})_n$ 的透射系数; $n_{\text{eff}} = \frac{1}{k_0 d} (Q_1 + 2m\pi - Q_2)$, 其中 $Q_1 = \text{Im}\{\ln[\exp(jn_{\text{eff}} k_0 d)]\}$, $Q_2 = j\text{Re}\{\ln[\exp(jn_{\text{eff}} k_0 d)]\}$, $\exp(jn_{\text{eff}} k_0 d) = \frac{t}{1-r} \frac{z_{\text{eff}} - 1}{z_{\text{eff}} + 1}$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$, d 为整个周期结构的总长度, $\text{Im}(\cdot)$ 为取虚部, $\text{Re}(\cdot)$ 为取实部, m 为整数。

假设沿 x 轴方向的电场 E_{in}^p 从拓扑绝缘体材料 (TI) 中以角度 α_i 斜入射到与 Sinc 函数型光子晶体 $(\text{BAB})_n$ 的分界面处 ($z=0$), 如图 1 所示。应用边界条件可推得反射波电场 (E_r^p 和 E_r^s), 透射波电场 (E_t^p 和 E_t^s) 与入射波电场 E_{in}^p 之间的关系式, 结合 P 波和 S 波的 Kerr 角 $\theta_k^{p,s}$ 和 Faraday 角 $\theta_F^{p,s}$ 的定义式可以得到。

对平行极化波(P 波)

$$\tan \theta_k^p = \frac{E_r^y}{E_r^x} = \frac{\left(\frac{2\alpha\theta}{\pi}\right) \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{TI}}}{\mu_{\text{TI}}}}}{\frac{\epsilon_{\text{TI}}}{\mu_{\text{TI}}} - \frac{\epsilon_{\text{eff}}}{\mu_{\text{eff}}} - \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{TI}}}{\mu_{\text{TI}}} \frac{\epsilon_{\text{eff}}}{\mu_{\text{eff}}} \left(\frac{\cos \alpha_i}{\cos \gamma} - \frac{\cos \gamma}{\cos \alpha_i}\right)} - \left(\frac{\alpha\theta}{\pi}\right)^2}, \quad (12)$$

$$\tan \theta_F^p = \frac{E_t^y}{E_t^x} = \frac{\frac{\alpha\theta \cos \alpha_i}{\pi \cos \gamma}}{\sqrt{\frac{\epsilon_{\text{TI}}}{\mu_{\text{TI}}}} + \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{eff}}}{\mu_{\text{eff}}} \frac{\cos \gamma}{\cos \alpha_i}}}, \quad (13)$$

同理可得, 对垂直极化波(S 波)^[3]

$$\tan \theta_k^s = \frac{E_r^x}{E_r^y} = \frac{\left(-\frac{2\alpha\theta}{\pi}\right) \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{TI}}}{\mu_{\text{TI}}}}}{\frac{\epsilon_{\text{TI}}}{\mu_{\text{TI}}} - \frac{\epsilon_{\text{eff}}}{\mu_{\text{eff}}} + \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{TI}}}{\mu_{\text{TI}}} \frac{\epsilon_{\text{eff}}}{\mu_{\text{eff}}} \left(\frac{\cos \alpha_i}{\cos \gamma} - \frac{\cos \gamma}{\cos \alpha_i}\right)} - \left(\frac{\alpha\theta}{\pi}\right)^2}, \quad (14)$$

$$\tan \theta_F^s = \frac{E_t^x}{E_t^y} = \frac{-\frac{\alpha\theta \cos \gamma}{\pi \cos \alpha_i}}{\sqrt{\frac{\epsilon_{\text{TI}}}{\mu_{\text{TI}}}} + \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{eff}}}{\mu_{\text{eff}}} \frac{\cos \alpha_i}{\cos \gamma}}}, \quad (15)$$

式中: θ_k^p 为 P 波的反射波极化面旋转角; E_r^y 为反射波电场强度沿 y 轴的分量; E_r^x 为反射波电场强度沿 x 轴的分量; θ_F^p 为 P 波的透射波极化面旋转角; E_t^y 为透射波电场强度沿 y 轴的分量; E_t^x 为透射波电场强度沿 x 轴的分量; θ_k^s 为 S 波的反射波极化面旋转角; θ_F^s 为 S 波的透射波极化面旋转角; γ 为周期结构 $(\text{BAB})_n$ 的等效折射角; $\cos \gamma = \sqrt{1 - \frac{\epsilon_{\text{TI}}}{\epsilon_{\text{eff}}} \sin^2 \alpha_i}$ 。

4 数值计算与分析

在下面计算中拓扑绝缘体材料的介电常数 $\epsilon_{\text{TI}} = 2$, $\mu_{\text{TI}} = \mu_0$, B 介质层折射率的 $n_B(0) = 3.37$, A

介质层的 $n_A(0)=1.544$, (1)式和(2)式中其他参量取值分别为 $D_1=0.1, D_2=0.2, a=483.211 \text{ nm}$, $b=179.557 \text{ nm}$, B 介质层厚度是 $d_B=151.827 \text{ nm}$, A 介质层厚度是 $d_A=331.384 \text{ nm}$, 该周期结构 $(\text{BAB})_n$ 的单元长度为 $d=d_A+2d_B=635.38 \text{ nm}$; 计算中取归一化圆频率为 $\omega_0=4.6026935 \times 10^{14} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$, 对应的波长为 $\lambda_0=\frac{2\pi c}{\omega_0}=4.0933 \times 10^3 \text{ nm}$, 表明该周期结构 $(\text{BAB})_n$ 的单元尺寸 d 远小于入射电磁波波长, 满足长波极限, 该周期结构可以作为等效介质来处理。由(7)~(15)式可知, $\theta_K^{p,s}, \theta_F^{p,s}$ 与入射角 α_i 、等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} 及入射波频率 ω 的关系紧密。由(11)式可知, 等效介电常数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} 与入射角 α_i 、介质层 B/A 的折射率及周期数紧密相关。

下面首先考察入射角 α_i 的影响。在拓扑绝缘体 TI 与周期结构 $(\text{BAB})_{25}$ 分界面处, 入射角 α_i 取不同值时平行极化波(P波)和垂直极化波(S波)的反射波极化平面旋转角(Kerr角) $\theta_K^{p,s}$ 的频率曲线图分别如图 2、3 所示。可以看出, P波和S波的Kerr角频率曲线不一样, 图2中P波的Kerr角 θ_K^p 极值在附近的狭窄频率区间内突变剧烈, 而图3中S波的 θ_K^s 极值附近的曲线较光滑连续, 但是二者曲线图随入射角的变化没有明显的规律可循。在拓扑绝缘体 TI 与周期结构 $(\text{BAB})_{25}$ 分界面处, 入射角 α_i 取不同值时P波和S波的透射波极化面旋转角 $\theta_F^{p,s}$ 的频率曲线图分别如图 4、5 所示。比较图 4 与图 5 可以看出, 二者变化曲线不同, 但是图 5 中 θ_F^s 的最大值总是出现在 $\frac{\omega}{0.1\omega_0}=15.8$ 附近, 基本不随入射角的变化而变化。

进一步研究 $\theta_K^{p,s}, \theta_F^{p,s}$ 与周期结构 $(\text{BAB})_{25}$ 的

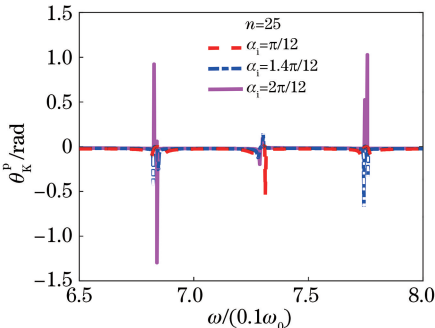


图 2 不同入射角下的 $\theta_K^p(\omega)$

Fig. 2 $\theta_K^p(\omega)$ under different incident angles

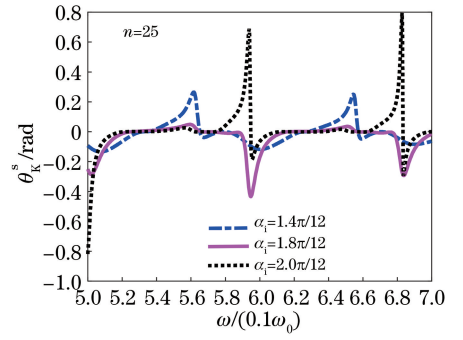


图 3 不同入射角下的 $\theta_K^s(\omega)$

Fig. 3 $\theta_K^s(\omega)$ under different incident angles

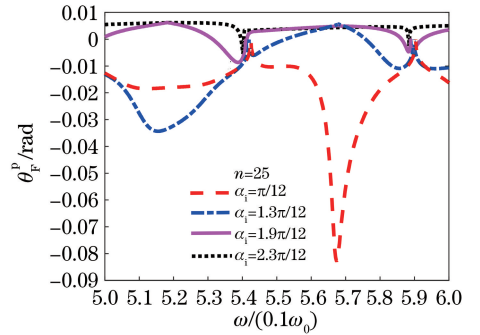


图 4 不同入射角下的 $\theta_F^p(\omega)$

Fig. 4 $\theta_F^p(\omega)$ under different incident angles

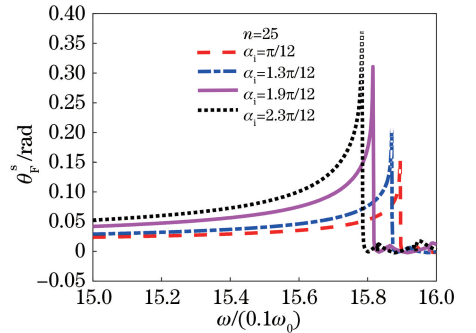


图 5 不同入射角下的 $\theta_F^s(\omega)$

Fig. 5 $\theta_F^s(\omega)$ under different incident angles

ϵ_{eff} 和 μ_{eff} 的关系。当 P 波以入射角 $\alpha_i = \frac{2.1\pi}{12}$ 投射到拓扑绝缘体与周期结构 $(\text{BAB})_{20}$ 分界面处时, 在反射波出现最大 Kerr 旋转角 $\theta_{K_{\text{max}}}^p = -1.5651 \text{ rad}$ 的频率 $\omega = 0.8411\omega_0$ 附近, $\theta_K^p(\omega), \theta_F^p(\omega)$ 及 $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)], \text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$ 随频率的变化如图 6 所示。当 S 波以入射角 $\alpha_i = \frac{2\pi}{12}$ 投射到拓扑绝缘体与周期结构 $(\text{BAB})_{15}$ 分界面处时, 在反射波出现最大 Kerr 旋转角 $\theta_{K_{\text{max}}}^s = -1.5707 \text{ rad}$ 的频率 $\omega = 0.5955\omega_0$ 附近, $\theta_K^s(\omega)$ 及 $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)], \text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$ 随频率的变化如图 7 所示。

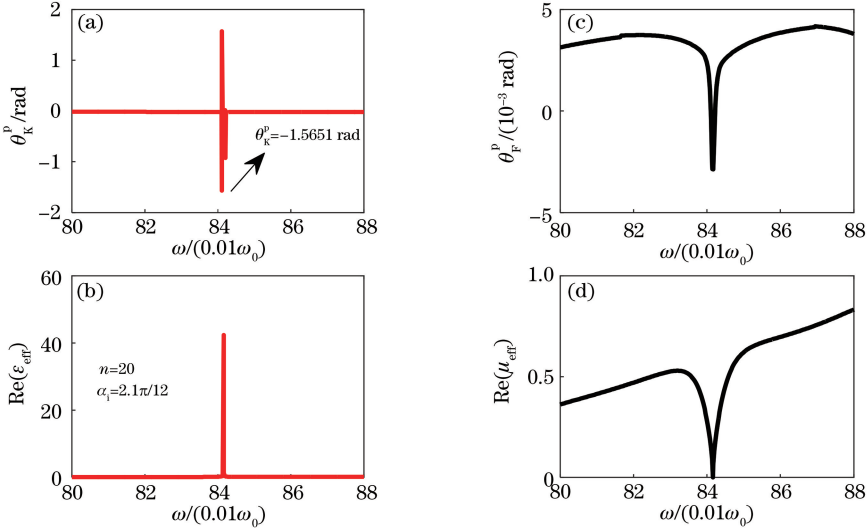


图 6 $\theta_{K_{\max}}^p = -1.5651$ rad 附近的 $\theta_K^p(\omega)$ 、 $\theta_F^p(\omega)$ 及 $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)]$ 、 $\text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$ 。

(a) $\theta_K^p(\omega)$; (b) $\theta_F^p(\omega)$; (c) $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)]$; (d) $\text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$

Fig. 6 $\theta_K^p(\omega)$, $\theta_F^p(\omega)$, $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)]$ and $\text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$ near $\theta_{K_{\max}}^p = -1.5651$ rad.

(a) $\theta_K^p(\omega)$; (b) $\theta_F^p(\omega)$; (c) $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)]$; (d) $\text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$

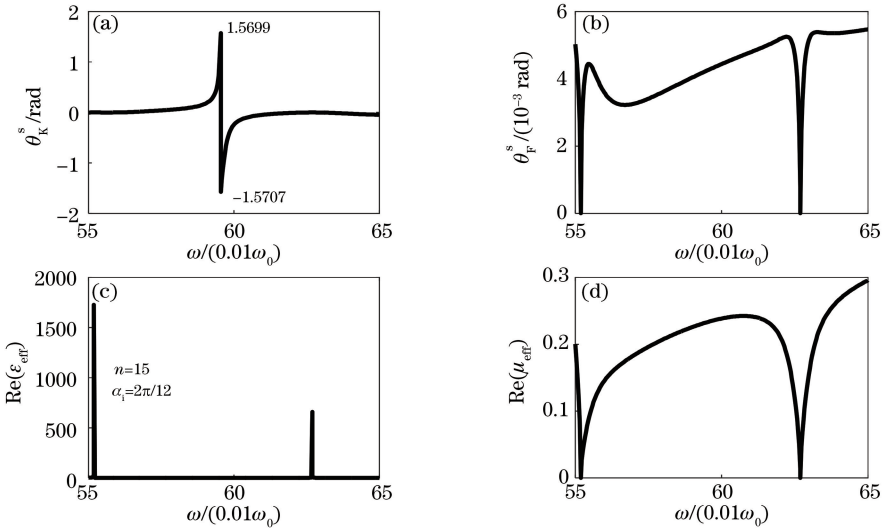


图 7 $\theta_{K_{\max}}^s = -1.5707$ rad 附近的 $\theta_K^s(\omega)$ 、 $\theta_F^s(\omega)$ 及 $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)]$ 、 $\text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$ 。

(a) $\theta_K^s(\omega)$; (b) $\theta_F^s(\omega)$; (c) $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)]$; (d) $\text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$

Fig. 7 $\theta_K^s(\omega)$, $\theta_F^s(\omega)$, $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)]$ and $\text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$ near $\theta_{K_{\max}}^s = -1.5707$ rad.

(a) $\theta_K^s(\omega)$; (b) $\theta_F^s(\omega)$; (c) $\text{Re}[\epsilon_{\text{eff}}(\omega)]$; (d) $\text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$

由图 6 可以看出,在 $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$ 和 $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$ 的突变处均出现了 $\theta_K^{p,s}$ 和 $\theta_F^{p,s}$ 的突变,且 $\theta_F^{p,s}$ 突变曲线与 $\text{Re}(\mu_{\text{eff}})$ 类似。由图 7 可以看出,在 $\omega = 59.55\omega_0$ 处, θ_K^s 由 -1.5707 rad 突变到 1.5699 rad,而 $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}})$ 在该频率两侧均出现突变,这说明 S 波在拓扑绝缘体材料与 Sinc 函数型光子晶体 $(\text{BAB})_{15}$ 分界面上的反射波极化面旋转角出现了 $-\frac{\pi}{2}$ 到 $\frac{\pi}{2}$ 的突

变。这种突变主要是拓扑绝缘体表面无耗散量子霍尔响应导致了左旋圆极化反射波与右旋圆极化反射波分裂,同时来自于周期结构 $(\text{BAB})_{15}$ 各界面处的反射波之间还存在干涉作用^[1-3],因此左旋圆极化反射波与右旋圆极化反射波沿相反方向获得近似 $\frac{\pi}{2}$ 的相位角,最终拓扑绝缘体表面的反射波极化面出现 $\theta_{K_{\max}}^s = -1.5707$ rad。

由于周期结构(BAB)_n的周期数n也会改变该周期结构的ε_{eff}和μ_{eff},因此接着考察周期数n对

θ_K^{P,S}及θ_F^{P,S}的影响。图8~11是不同周期数n下θ_K^{P,S}和θ_F^{P,S}的频率曲线图。

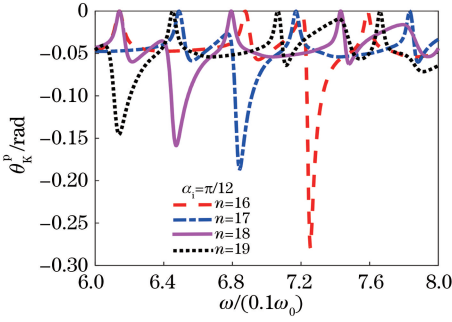


图8 不同周期数下的θ_K^P(ω)

Fig. 8 θ_K^P(ω) under different numbers of periods

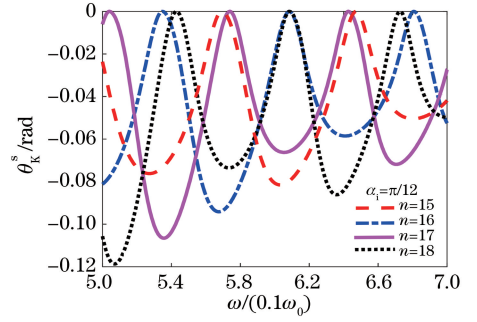


图9 不同周期数下的θ_K^S(ω)

Fig. 9 θ_K^S(ω) under different numbers of periods

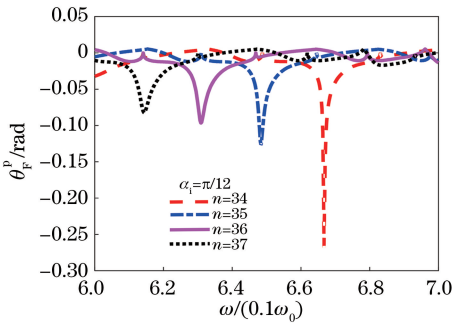


图10 不同周期数下的θ_F^P(ω)

Fig. 10 θ_F^P(ω) under different numbers of periods

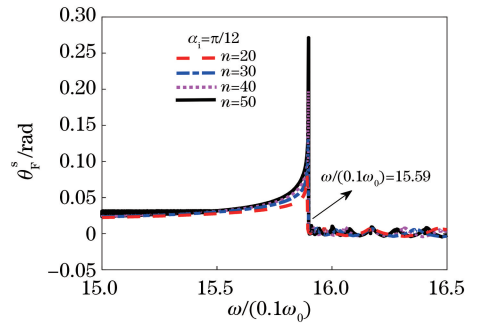


图11 不同周期数下的θ_F^S(ω)

Fig. 11 θ_F^S(ω) under different numbers of periods

由图8~11可以看出,当入射角α_i=π/12时,在一定频率范围内,P波的θ_K^P和θ_F^P的最大值随周期数的增大而变小,S波的θ_K^S的最大值随周期数的增

大而变大,θ_{Fmax}^S几乎固定在ω/0.1ω₀=15.89频率处,但θ_{Fmax}^S大小随周期数n的增大而变大。图12为不同周期数下的θ_K^S(ω)、θ_F^S(ω)及Re[ε_{eff}(ω)]、Re[μ_{eff}(ω)]

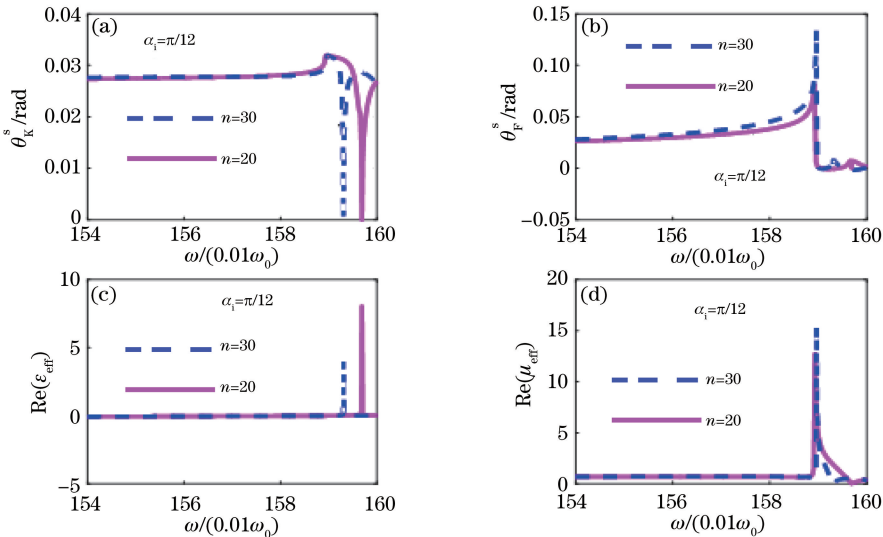


图12 不同周期数下的θ_K^S(ω)、θ_F^S(ω)及Re[ε_{eff}(ω)]、Re[μ_{eff}(ω)]。(a) θ_K^S(ω);(b) θ_F^S(ω);(c) Re[ε_{eff}(ω)];(d) Re[μ_{eff}(ω)]

Fig. 12 θ_K^S(ω), θ_F^S(ω), Re[ε_{eff}(ω)] and Re[μ_{eff}(ω)] under different numbers of periods.

(a) θ_K^S(ω); (b) θ_F^S(ω); (c) Re[ε_{eff}(ω)]; (d) Re[μ_{eff}(ω)]

$\text{Re}[\mu_{\text{eff}}(\omega)]$,也印证了以上规律。

5 结 论

应用传输矩阵法和等效介质理论,研究了拓扑绝缘体材料与 Sinc 函数型光子晶体分界面上的 Kerr 效应和 Faraday 效应。研究结果显示,在特定条件下,无论是平行线极化波还是垂直线极化波,对应的反射波极化平面都有可能发生近似 $\pm \frac{\pi}{2}$ 的旋转,对应频率位置附近的周期结构的等效介电常数也会发生突变;透射波极化面旋转角 $\theta_{\text{F}}^{\text{P}}$ 随频率的变化规律与周期结构(BAB)_n 等效磁导率随频率的变化规律类似。因此,可以通过调节入射波频率并选择合适的入射角及合适的周期数,使该结构的反射波极化平面出现近似的 $\pm \frac{\pi}{2}$ 旋转。该研究结论为光电器件的设计提供了理论参考。

参 考 文 献

[1] Tse W K, MacDonald A H. Giant magneto-optical Kerr effect and universal Faraday effect in thin-film topological insulators [J]. Physical Review Letters, 2010, 105(5): 057401.

[2] Maciejko J, Qi X L, Drew H D, et al. Topological quantization in units of the fine structure constant [J]. Physical Review Letters, 2010, 105 (16): 166803.

[3] Zuo Z W, Ling D B, Sheng L, et al. Optical properties for topological insulators with metamaterials [J]. Physics Letters A, 2013, 377 (40): 2909-2915.

[4] Wang Q, Sheng L. Edge mode of InAs/GaSb quantum spin hall insulator in magnetic field [J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(9): 097302.
王青, 盛利. 磁场中的拓扑绝缘体边缘态性质 [J]. 物理学报, 2015, 64(9): 097302.

[5] Zhang Y P, Tang L B. Research progress in photodetectors based on topological insulators [J]. Infrared Technology, 2020, 42(1): 1-9.
张玉平, 唐利斌. 拓扑绝缘体光电探测器研究进展 [J]. 红外技术, 2020, 42(1): 1-9.

[6] Wang M J, Lin N N. Propagation characteristics of Laguerre-Gaussian beams in periodic films with

topological insulators [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(1): 0105003.

王明军, 林姐姐. 拉盖尔-高斯光束在含拓扑绝缘体周期薄膜中的传输特性 [J]. 中国激光, 2020, 47 (1): 0105003.

[7] Tang L, Zeng R, Li Q L, et al. Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov displacements across the interface of topological insulator and chiral metamaterials [J]. Acta Photonica Sinica, 2018, 47(8): 0826002.
唐龙, 曾然, 李齐良, 等. 拓扑绝缘体和手征介质界面的 Goos-Hänchen 位移和 Imbert-Fedorov 位移 [J]. 光子学报, 2018, 47(8): 0826002.

[8] Zeng R, Hou J X, Wang C, et al. Spontaneous emission characteristics of atoms near topological insulator slab with finite thickness [J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(9): 0927001.
曾然, 侯金鑫, 王驰, 等. 有限厚度拓扑绝缘体平板附近原子的自发辐射特性 [J]. 光学学报, 2018, 38 (9): 0927001.

[9] 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.

[10] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. Physical Review Letters, 1987, 58(20): 2059-2062.

[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] 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.

[13] Alù 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.