

DOI: 10.12086/oe.2021.200102

双拓扑绝缘体介质界面的反射波极化调控特性

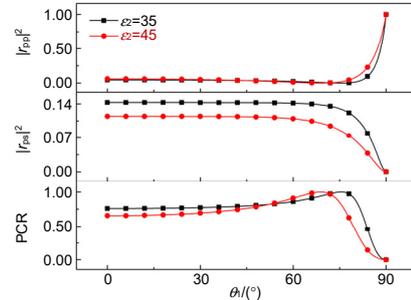
翟治珠¹, 王明军^{1,2*}, 吴必园¹¹西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048;²陕西省智能协同网络军民共建重点实验室, 陕西 西安 710126

摘要: 本文对两种三维强拓扑绝缘体分界面的反射极化现象进行了研究, 得到了线偏振光完全转化的普适性充要条件。通过分析分界面的直接反射率、交叉反射率以及极化转化率, 发现该模型利用现有的拓扑绝缘体材料就可以实现线极化波的完全转变, 突破了需要新的较小介电常数的拓扑绝缘体材料才能完全转化的限制。该转化过程可以利用克尔旋转角进行验证, 并给出了实现超强角稳定性的极化转化器件的设计思路。这为拓扑绝缘体在极化器件方面的应用提供了理论依据。

关键词: 拓扑绝缘体; 极化转变; 极化控制

中图分类号: O441.6

文献标志码: A



翟治珠, 王明军, 吴必园. 双拓扑绝缘体介质界面的反射波极化调控特性[J]. 光电工程, 2021, 48(2): 200102

Zhai Z Z, Wang M J, Wu B Y. Polarization regulation characteristics of reflected waves at the interface of double topological insulators[J]. *Opto-Electron Eng*, 2021, 48(2): 200102

Polarization regulation characteristics of reflected waves at the interface of double topological insulators

Zhai Zhizhu¹, Wang Mingjun^{1,2*}, Wu Biyuan¹¹School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China;²Shaanxi Civil-Military Integration Key Laboratory of Intelligence Collaborative Networks, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710126, China

Abstract: The property of reflective polarization on the surface of two 3D strong topological insulators was studied, obtaining the generalized necessary conditions required for the complete polarization conversion of linearly polarized light. By analyzing the reflectivity, cross reflectivity, and polarization conversion ratios of the interface of two topological insulators, we found that the model can realize the complete polarization conversion by using the existing topological insulator material, breaking through the limitation that the complete conversion requires a new small

收稿日期: 2020-03-23; 收到修改稿日期: 2020-06-28

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61771385); 陕西省杰出青年科学基金资助项目(2020JC-42); 固体激光技术重点实验室开放基金资助项目(6142404180301); 西安市高校人才服务企业工程项目(GXYD14.26)

作者简介: 翟治珠(1995-), 女, 硕士研究生, 主要从事光在介质中的传输的研究。E-mail: 2223574498@qq.com

通信作者: 王明军(1979-), 男, 博士, 教授, 主要从事激光散射与传输、激光雷达和光电信号检测等方面的研究。

E-mail: wmjxd@aliyun.com

版权所有©2021 中国科学院光电技术研究所

dielectric constant topological insulator material. The process can be verified by the Kerr rotation angle. Finally, we show the design method of polarization conversion devices to realize super strong angular stability. The polarization control capability of topological insulators can also be verified by Kerr effect. This work provides a theoretical basis for the application of topological insulators in polarized devices.

Keywords: topological insulator; polarization conversion; polarization control

1 引言

极化作为电磁波的基本特性之一，在天线、雷达等通信系统中有着重要的作用^[1]。随着应用场景的多样化，人们希望能够自由控制电磁波的极化状态，因此对于极化控制器件的性能追求永无止境，如更高的转化效率、更宽的入射角、更强的环境适应性等，并且对新材料极化性能的探究也持续备受重视^[2]。研究新材料的极化性质对于寻求性能更加优异的极化调控器件以及应用新材料等方面都具有重要的指导意义。

拓扑材料是近年来被预测和观察到的一种具有金属表面态和绝缘体态的新型量子超材料^[3-4]。其奇特的电子和光学性质，比如量子霍尔效应^[5-6]、拓扑磁电效应^[7]、克尔效应和法拉第效应^[8-9]等，在量子计算、光学器件等方面都有可观的应用前景^[10-13]，因此被国内外广泛研究。其中，由克尔效应和法拉第效应导致的偏振(也即极化)转变可以被用作偏振分离或偏振转换器件^[14]，因此对拓扑绝缘体偏振性质的研究具有重要意义。2014年，刘芬^[15]首次将极化调控引入三维强拓扑绝缘体(3D strong topological insulator, 以下简称 TI)中，给出了调节极化状态的新思路；利用覆盖表面磁性薄膜的方法破坏 TI 的表面态，激发出拓扑磁电耦合效应，从而在普通介质-拓扑绝缘体界面改变反射光的极化状态。但是该模型对介电常数具有严格的要求，目前的 TI 材料还无法满足。因此本文对其进行了改进，讨论了双拓扑绝缘体界面模型的极化调控性能，该调控模型对材料的介电常数有一定的容忍性，增加了 TI 材料的可选择性。

本文建立了平面波斜入射至两种 TI 介质构成的单界面的传输模型，计算得到了推广的线偏振光完全转化的条件。针对其中 N 的取值情况，分为 3 种情形讨论反射波中的极化性质。数值计算中，通过双拓扑绝缘体模型下的直接反射率、交叉反射率以及极化转化率分析了模型的极化调控性能，计算结果以及机理分析证明了该模型在一定的参数设置下可以实现极化状态的完全转换。该工作为电磁波极化性质的调控以及 TI 材料性质的研究和应用提供了理论参考。

2 理论推导

拓扑绝缘体的本构关系^[7,16-17]为

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + \frac{\Theta}{\pi} (\alpha \mathbf{B}), \quad \mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu} - \frac{\Theta}{\pi} (\alpha \mathbf{E}), \quad (1)$$

式中：精细结构常数 $\alpha = e^2 / hc = 1/137$ ， Θ 为拓扑电极化率。对于拓扑绝缘体， $\Theta = (2n+1)\pi$ ，其中 n 为整数， Θ 取值与拓扑绝缘体表面施加的破坏表面态的磁化强度方向有关。而对于普通各向同性介质， $\Theta = 0$ 。

如图 1，考虑平面波斜入射至两个参数分别为 $(\epsilon_1, \mu_1, \Theta_1)$ 和 $(\epsilon_2, \mu_2, \Theta_2)$ 的半无限大 TI 材料分界面。这两个强拓扑绝缘体分别覆盖磁性薄膜(薄膜足够薄，可认为并不影响光波的传输)。分界面位于坐标系 $x=0$ 处，其入射面为 xoz 面。忽略时间项 $e^{-i\omega t}$ ，利用 Jones 矢量^[15]表示图 1 中具有任意偏振性质的单色入射光：

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{J}(\gamma, \delta) = \begin{bmatrix} \cos \gamma \\ e^{i\delta} \sin \gamma \end{bmatrix} e^{i(k_{1x}x + k_{1z}z)} = \begin{bmatrix} a \\ e^{i\delta} b \end{bmatrix} e^{i(k_{1x}x + k_{1z}z)}, \quad (2)$$

式中： γ 为极化角， δ 为 s 极化分量和 p 极化分量的初始相位差，对于线性偏振光， $\delta = 0$ 。 $k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} / c$ 为 TI₁ 的波数， $k_{1x} = k_1 \cos \theta_1$ 和 $k_{1z} = k_1 \sin \theta_1$ 分别为入射场波矢的 x 分量和 z 分量， θ_1 为入射角。 a, b 分别表示 s 极化和 p 极化的分量，即入射电场分别在垂直入射面和平行入射面的分量。

根据麦克斯韦方程及其连续性边界条件，可得反

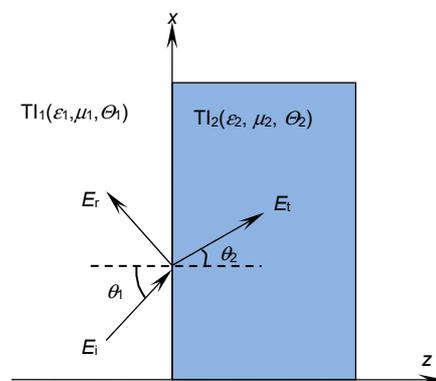


图 1 TI₁-TI₂ 界面传输模型示意图

Fig. 1 Transmission model diagram of the TI₁-TI₂ interface

射电场^[15]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r &= \mathbf{R} \begin{bmatrix} a \\ e^{i\delta} b \end{bmatrix} e^{i(k_{1x}x - k_{1z}z)} \\ &= \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ e^{i\delta} b \end{bmatrix} e^{i(k_{1x}x - k_{1z}z)}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中: \mathbf{R} 为反射矩阵, 矩阵中元素为分界面处菲涅尔反射系数, 如式(4)~式(8), s, p 分别表示 TE, TM 两种线偏振模式。

$$r_{ss} = \frac{E_{rs}}{E_{is}} = \frac{1}{\sigma} \left\{ \frac{\varepsilon_1}{\mu_1} - \frac{\varepsilon_2}{\mu_2} - \left(\frac{\alpha N}{\varepsilon_0 c} \right)^2 + \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\mu_1 \mu_2}} \left(\frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} - \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} \right) \right\}, \quad (4)$$

$$r_{sp} = \frac{E_{rp}}{E_{is}} = -\frac{2}{\sigma} \left\{ \frac{\varepsilon_1}{\mu_1} \frac{\alpha N}{\varepsilon_0 c} \right\}, \quad (5)$$

$$r_{pp} = \frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{1}{\sigma} \left\{ \frac{\varepsilon_2}{\mu_2} - \frac{\varepsilon_1}{\mu_1} + \left(\frac{\alpha N}{\varepsilon_0 c} \right)^2 + \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\mu_1 \mu_2}} \left(\frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} - \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} \right) \right\}, \quad (6)$$

$$r_{ps} = \frac{E_{rs}}{E_{ip}} = -\frac{2}{\sigma} \left\{ \frac{\varepsilon_1}{\mu_1} \frac{\alpha N}{\varepsilon_0 c} \right\}, \quad (7)$$

式中:

$$\sigma = \left(\frac{\alpha N}{\varepsilon_0 c} \right)^2 + \frac{\varepsilon_1}{\mu_1} + \frac{\varepsilon_2}{\mu_2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\mu_1 \mu_2}} \left(\frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} + \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} \right), \quad (8)$$

r_{ss} 和 r_{pp} 为直接反射系数, 表示反射波中极化方向不变的量; r_{ps} 和 r_{sp} 为交叉反射系数, 表示反射场中极化方向改变的量。 $\alpha=1/137$ 为精细结构常数, $\varepsilon_i, \mu_i, \theta_i (i=1,2)$ 为材料的参数, ε_0 为真空中的介电常数, $c=2.998 \times 10^8$ 为光速。 θ_1 为入射角, θ_2 为折射角, 遵从折射定律。 $N=(\theta_2 - \theta_1)/\pi$, 其中, θ_1, θ_2 分别为两种拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率。由于拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率 θ 的取值为 π 的奇数倍, 所以 N 的取值为整数。

定义极化转化率(polarization conversion ratio, PCR, 在公式中用 η_{PCR} 表示):

$$\eta_{PCR} = \frac{|r_{ij}|^2}{|r_{ij}|^2 + |r_{ii}|^2}, \quad (9)$$

式中: $|r_{ij}|^2$ 为交叉反射率, $|r_{ii}|^2$ 为直接反射率。 $i, j=s, p$ 且 $i \neq j$ 。当 $i=s, j=p$ 时, 表示 s 波入射时反射波中 p 波极化分量所占能量比; 当 $i=p, j=s$ 时, 表示 p 波入射时反射波中 s 波极化分量所占能量比。由于拓扑绝缘体材料的量子霍尔效应以及电磁耦合效应的存在,

使材料中的电磁本构关系得到修正, 引入了拓扑磁电极化率。根据交叉反射系数的公式来看, 由于界面两侧的拓扑磁电极化率的差值不为 0, 也即 $N \neq 0$, 从而使材料出现了极化偏转性能。

3 数值计算

根据式(4)~式(8)中 N 的取值, 模型可以分为两种情况。当 N 为偶数且 $N \neq 0$ 时, 为两种拓扑绝缘体构成的单界面。当 N 为奇数时, 为普通各向同性介质-拓扑绝缘体构成的界面。在以下数值计算中, 不考虑材料的磁性, $|\mu_1| = |\mu_2| = 1$ 。当发生完全极化转变时, 直接反射率为 0, 极化转化率 $\eta_{PCR} = 1$, 因此可以得到任意双拓扑绝缘体界面模型的线偏振光完全转化充要条件:

当 $i=s, j=p$ 时, 表示 s 波入射时反射波中 p 波极化:

$$\varepsilon_1 - (N\alpha/\varepsilon_0 c)^2 \leq \varepsilon_2 < \varepsilon_1, \quad (10)$$

当 $i=p, j=s$ 时, 表示 p 波入射时反射波中 s 波极化:

$$\varepsilon_2 > \varepsilon_1 > 0 \text{ or } \varepsilon_2 \leq \varepsilon_1 - (N\alpha/\varepsilon_0 c)^2, \quad (11)$$

其中: N 为整数, 且满足 $\theta_2 - \theta_1 = N\pi$ 。

以下讨论 N 为偶数时的结果。由式(4)~式(8)可得, 反射系数的取值与两种材料的参数 ε, μ, θ 以及入射角 θ_1 有关, 且两种材料拓扑磁电极化率的差值 $\theta_2 - \theta_1 = N\pi$ 在取较大值和较小的值时会呈现不同的特性。根据式(10)~式(11), s 波入射情况下, 反射波极化完全转化时, 拓扑材料 2 的介电常数需要满足条件: $\varepsilon_1 - (N\alpha/\varepsilon_0 c)^2 \leq \varepsilon_2 < \varepsilon_1$, 即 $\varepsilon_1 - 7.57N^2 \leq \varepsilon_2 < \varepsilon_1$ 。可以发现当 N 较大时, 只有具有较大介电常数的拓扑材料才能发生极化的完全转变, 而目前发现的拓扑材料介电常数通常在 30 至 80 之间^[15], 因而拓扑磁电极化率的差值较大时将很难观察到完全极化转变现象的发生。图 2、图 3、图 4 为拓扑磁电极化率的差值较小(取 $N=2$)时两种偏振波(s 波, p 波)入射下的直接反射率 $|r_{ii}|^2 (i=s, p)$, 交叉反射率 $|r_{ij}|^2 (i=s, p; j=s, p; i \neq j)$, 极化转化率 η_{PCR} 随入射角度 θ_1 的变化。

取 $\varepsilon_1=60, \varepsilon_2=29.72, 45, 60, 70, \theta_1=\pi, \theta_2=-\pi$, 即 $N=2$, 根据 s 波入射完全转化条件只有在 $29.72 \leq \varepsilon_2 < 60$ 时, 才会出现极化的完全转变, 得到图 2。结果显示: 对于 $\varepsilon_2=29.72, 45$, 由光密介质到光疏介质, 发生全反射效应, 全反射角 $\theta_c = \arcsin(\sqrt{\varepsilon_2}/\sqrt{\varepsilon_1})$, 此时交叉反射率 $|r_{sp}|^2 = 0$, 极化性质不发生改变; 当入射角分别大于临界角 $30^\circ, 45^\circ$ 时, $|r_{ss}|^2 + |r_{pp}|^2 = 1$, 由

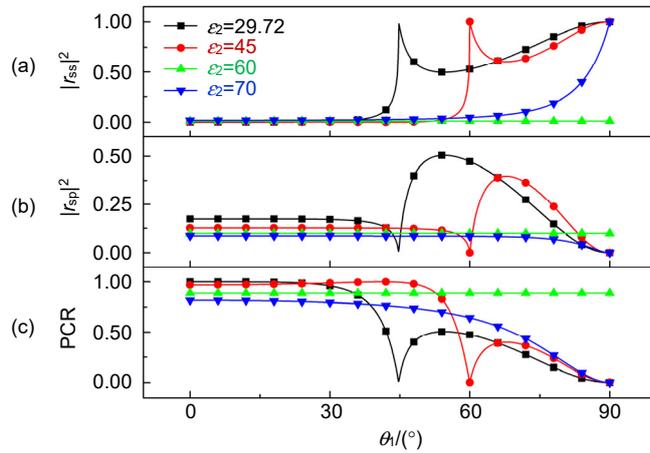


图 2 TI₁-TI₂ 界面处 s 波斜入射时反射场中极化转变结果, $\epsilon_1=60$ 。

(a) 直接反射率 $|r_{ss}|^2$; (b) 交叉反射率 $|r_{sp}|^2$; (c) 极化转化率

Fig. 2 The results of the polarization conversion in the reflection field at the oblique incidence of the s-wave at the TI₁-TI₂ interface when $\epsilon_1=60$. (a) Direct reflectivity $|r_{ss}|^2$; (b) Cross-polarized reflectivity $|r_{sp}|^2$; (c) Polarization conversion ratios (PCR)

于此时 $|r_{ss}|^2$ 不为 0, 所以不能实现极化性质的完全转换; 当入射角小于该角度时, 极化转化率 $\eta_{PCR}=1$, s 波完全转化为 p 波, 且 ϵ_2 越接近于 60, PCR 保持大数值的角度越大, 因此想要获得角稳定性超强的极化转换器, 可以使两种拓扑绝缘体的介电常数尽量接近。对于 $\epsilon_2=\epsilon_1=60$, PCR 是不为 0 的常数, 即同种 TI 材料不能实现极化性质的完全转换。当 $\epsilon_2=70$ 时, PCR 单调递减, 始终小于 1。综上所述, 极化完全转变条件符合式(10)~式(11)。

同样的, 也可以根据式(10)~式(11)得出 p 波入射时, 若反射波极性完全转化, 介电常数需要满足:

$\epsilon_2 > \epsilon_1 > 0$ 或者 $\epsilon_2 \leq \epsilon_1 - (Na/\epsilon_0 c)^2$, 即 $\epsilon_2 > \epsilon_1 > 0$ 或者 $\epsilon_2 \leq \epsilon_1 - 7.57N^2$, 因此分为两种情况讨论, 如图 3, 图 4 所示。

图 3 为第一种情况, $\epsilon_2 > \epsilon_1 > 0$ 。取 $N=2$, $\epsilon_1=31$, $\epsilon_2=35, 45$, 分别计算 p 波入射时直接反射率, 交叉反射率, 极化转化率随入射角度的变化。结果表明, 随着入射角的增大, $|r_{pp}|^2$ 存在极小值 0, 此时反射场中 p 分量消失。 $|r_{ps}|^2$ 在 70° 范围内几乎保持不变, 所以 PCR 在该入射角范围内一直保持较高的数值, 虽然不能达到完全转化, 但仍具有较强的极化调控性能。随后 PCR 分别在 75.6 和 69 时达到最大值 1, 此时反射波中只有

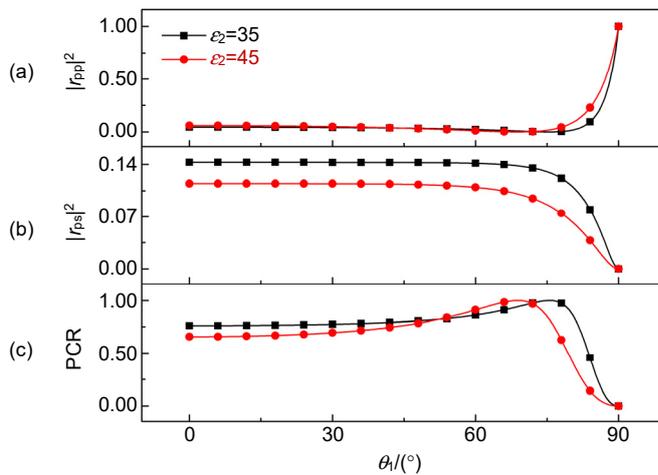


图 3 $\epsilon_2 > \epsilon_1 > 0$ 条件下, TI₁-TI₂ 界面处 p 波斜入射时反射场中的极化转变结果, $\epsilon_1=31$ 。

(a) 直接反射率 $|r_{pp}|^2$; (b) 交叉反射率 $|r_{ps}|^2$; (c) 极化转化率 PCR

Fig. 3 Under the condition of $\epsilon_2 > \epsilon_1 > 0$, results of the polarization conversion in the reflection field at the oblique incidence of the p-wave at the TI₁-TI₂ interface when $\epsilon_1=31$. (a) Direct reflectivity $|r_{pp}|^2$; (b) Cross-polarized reflectivity $|r_{ps}|^2$; (c) Polarization conversion ratios(PCR)

s 偏振模式, 实现了极化的完全转变; 另外, $\epsilon_2 = 35, 45$ 相比, $\epsilon_2 = 35$ 可以在更大的角度范围内取得更高的极化转化率, 这说明两种 TI 材料的介电常数越接近, 极化调控性能对入射角度的依赖性越低。因此, 合理选择两种材料, 可以得到超强角稳定性的极化转换器, 这在实际工程应用中具有很大的意义。

图 4 为第二种情况: $\epsilon_2 \leq \epsilon_1 - 7.57N^2$, 取 $N=2$, $\epsilon_1 = 70$, 根据转化条件, 只有 $\epsilon_2 \leq 39.72$ 才能实现极化的完全转化, 分别取 $\epsilon_2 = 30, 35, 39.72$ 。由图可知, PCR 变化趋势同 s 波入射类似, θ_1 大于全反射角 θ_c 时, 也存在全反射情况, 即 $|r_{ps}|^2 + |r_{pp}|^2 = 1$, 但此时 $|r_{pp}|^2 \neq 0$,

p 波并不能全部转化为 s 波。 ϵ_2 取不同参数曲线对比显示, ϵ_2 值越接近于 39.72 时, $|r_{pp}|^2 = 0$ 保持的角度越大, 在 $\epsilon_2 = 39.72$ 时达到最大入射角度 30° , 即入射角小于 30° 时可以实现完全转化。

根据图 2 和图 3 分析结果, 当两个拓扑绝缘体的介电常数越接近, 角稳定性就越强。对于 s 波入射和 p 波入射情况, 现分别给出一款强角稳定性极化转换器的设计思路, 可以在大入射角情况下表现出良好的极化转换性能。

图 5 为 s 波入射和 p 波入射的两种强角稳定性极化转换器的性能。其中, s 波入射的极化转换器参数

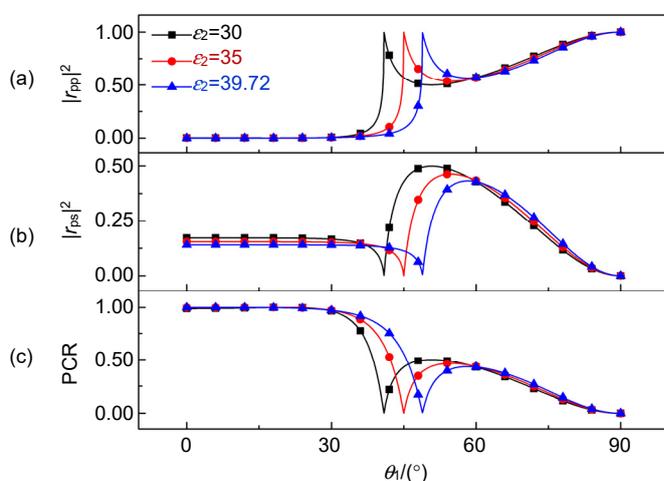


图 4 $\epsilon_2 \leq \epsilon_1 - 7.57N^2$ 条件下, TI_1-TI_2 界面处 p 波斜入射时反射场中极化转变结果, $\epsilon_1 = 70$ 。

(a) 直接反射率 $|r_{pp}|^2$; (b) 交叉反射率 $|r_{ps}|^2$; (c) 极化转化率(PCR)

Fig. 4 Under the condition of $\epsilon_2 \leq \epsilon_1 - 7.57N^2$, results of the polarization conversion in the reflection field at the oblique incidence of the p-wave at the TI_1-TI_2 interface when $\epsilon_1 = 70$. (a) Direct reflectivity $|r_{pp}|^2$; (b) Cross-polarized reflectivity $|r_{ps}|^2$; (c) Polarization conversion ratios(PCR)

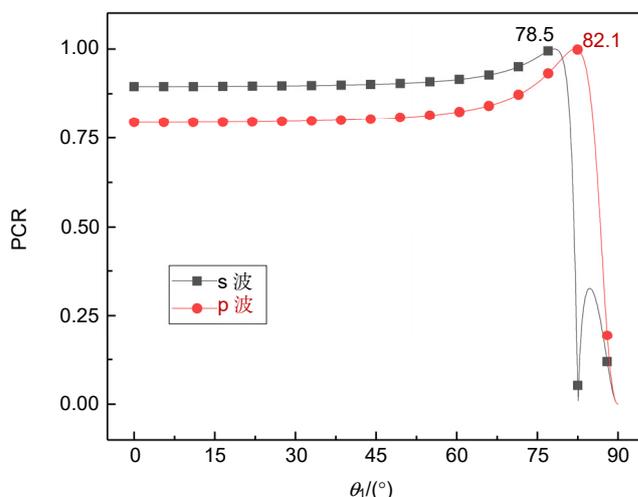


图 5 两种强角稳定性极化器性能

Fig. 5 Performance of two polarizers with strong angular stability

为: $N=2$, $\epsilon_1=60$, $\epsilon_2=59$, 满足 s 波入射完全转化条件 $\epsilon_1 - 7.57N^2 \leq \epsilon_2 < \epsilon_1$; p 波入射的极化转换器参数为: $N=2$, $\epsilon_1=31$, $\epsilon_2=32$, 满足 p 波入射完全转化条件 $\epsilon_2 > \epsilon_1 > 0$ 。图中可以看到两种极化转换器的角稳定性比一般的极化转换器^[18]显著增强, 可以达到 80° 左右, 并分别在 78.5° , 82.1° 时达到极化完全转化。

当 N 为奇数时, 界面一侧为非拓扑绝缘体介质。若左侧为右手介质(介质的介电常数 ϵ_1 和磁导率 μ_1 为正值), $\Theta_1=0$, 取 TI_2 的拓扑磁电极化率 Θ_2 为 π , 则 $N=1$, 此时结果与论文^[15]中相同。若左侧为左手介质(介电常数和磁导率为负值), $\Theta_1=0$, 记 $\epsilon_1=-|\epsilon_1|$, $\mu_1=-|\mu_1|$, 此时计算结果与右手介质-TI 模型的结果相同, 这是由于左手介质-TI 和右手介质-TI 界面克尔旋转角和法拉第旋转角大小相同^[17]。

此外, 对于 $N=0$ 即 $\Theta_2=\Theta_1$ 的特殊情形, 分为两种情况讨论。1) $\Theta_2=\Theta_1=0$ 时, 为两种普通各向同性介质, 此时 $r_{sp}=0$, $\eta_{\text{PCR}}=0$, 不存在极化转化。2) $\Theta_2=\Theta_1 \neq 0$ 时, 分界面两侧拓扑绝缘体材料拓扑磁电极化率相同, $r_{sp}=0$, 也不存在极化转化。此时反射率 $|r_{ss}|^2$ 逐渐增大, 直到为 1。如图 6 所示, 图中 $\epsilon_1=9$, $\epsilon_2=1.4, 3, 6, 9, 12$ 。

图 6 中, $\epsilon_2=\epsilon_1=9$ 时, 反射率始终为 0, 与事实相符。当 $\epsilon_2 > 9$ 时, 即从光疏介质入射至光密介质, 直接反射率 $|r_{ss}|^2$ 逐渐增大, 在入射角等于 90° 时(即垂直入射时)达到 1。当 $\epsilon_2 < 9$ 时, 即从光密介质入射至光疏介质, 在入射角大于一定值时, 反射率就已增大至 1, 这可用全反射定律解释。

综上所述, 双拓扑绝缘体模型的极化完全转变条

件符合充要条件。对于普通介质-TI 介质界面, 此时满足条件的 TI 介质的介电常数比较小, 需要发现新的 TI 材料才能够实现; 而对于 $\text{TI}_1\text{-TI}_2$ 模型, 利用现有的第二代 TI 材料^[19-20](如 Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3)即可满足转化条件, 实现极化状态的完全转变。

4 机理分析

以下通过双拓扑绝缘体介质模型退化后的左手介质-TI 模型讨论模型具有极化完全转化的原因。

对于左手介质-TI 模型, 以 s 波入射为例。s 波入射时, 克尔旋转角^[17]的计算公式为

$$\tan\theta_k = \frac{-2\alpha\theta \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}}{\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\mu_1 \mu_2} + \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\mu_1 \mu_2} \left(\frac{\cos\beta}{\cos\gamma} - \frac{\cos\gamma}{\cos\beta} \right)} - \left(\frac{\alpha\theta}{\pi} \right)^2}, \quad (12)$$

其中 β 和 γ 分别对应入射角和折射角。

若要将 s 波完全转化为 p 波, 则克尔旋转角等于 90° , 其正切值趋于无穷大, 根据式(12), 此时分母趋于 0。我们取分母部分的多项式为 0, 即:

$$\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\mu_1 \mu_2} + \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\mu_1 \mu_2} \left(\frac{\cos\beta}{\cos\gamma} - \frac{\cos\gamma}{\cos\beta} \right)} - \left(\frac{\alpha\theta}{\pi} \right)^2 = 0. \quad (13)$$

对比 s 波入射时的共极化反射系数 r_{ss} , 即式(4), 可以发现, 该式与式(4)中 $r_{ss}=0$ 的结果是完全等效的。因此, 克尔效应可以用来解释双拓扑绝缘体模型具有极化转化能力并且在合理的参数设置后能够达到 100%转化的原因。由于拓扑绝缘体材料具有的量子霍尔效应以及电磁耦合效应, 使反射波中出现了克尔效应, 从而改变了反射波的极化性质。当反射波中偏振

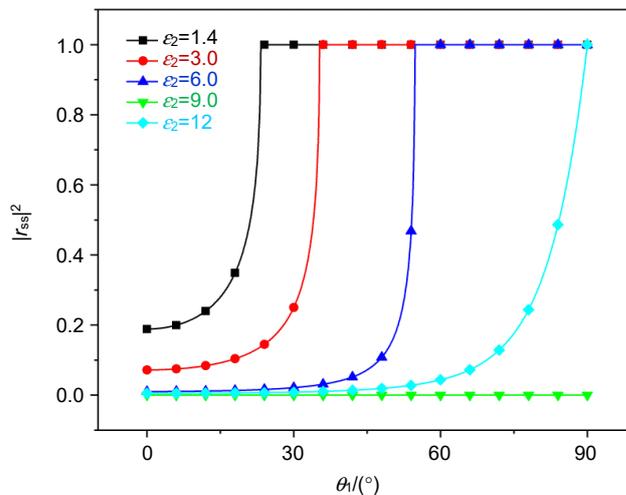


图 6 $N=0$ 时反射率 $|r_{ss}|^2$ 随入射角的变化, 取 $\epsilon_1=9$

Fig. 6 Direct reflectivity $|r_{ss}|^2$ for different incident angles when $N=0$ and $\epsilon_1=9$

面旋转 90°时, 实现了线偏振光的完全转化。

5 结论

本文主要研究了平面波在两种 TI 介质分界面时反射波的偏振性质, 给出了分界面的极化完全转变条件。根据两种 TI 介质的拓扑磁电极化率的差值情况, 对模型进行分类讨论, 证明退化前后的结果均符合极化完全转化条件。这种极化转化特性可以利用克尔效应来解释, 由于 TI 材料的磁电耦合性质使反射波中出现了克尔效应, 从而使模型参数在满足一定的条件时可以达到线极化状态的完全转化。从数值计算中, 可以得到: 1) 本模型对入射角有一定的容忍性, 选取介电常数尽量接近两个拓扑绝缘体, 实现较强角稳定性的完全极化转化器件, 这对 TI 材料的实际工程应用具有重要意义; 2) 在合适的条件下, 本模型的极化转化率能够达到 1, 得到完全转化的纯的极化波; 3) 本模型利用现有的第二代强拓扑绝缘体材料, 选择合适角度的入射光和拓扑磁电极化率, 得到任意线偏振性质的反射光, 实现极化的自由操控。目前的模型中也有很多的缺陷需要继续深入研究: 1) 模型只考虑了界面的情况, 真实的应用场景中还需要考虑拓扑绝缘体的厚度, 因此还需要进一步的研究; 2) 模型在一定的条件下可以实现 100%的转化率, 但是损耗较大, 需要考虑减少损耗的方法。

参考文献

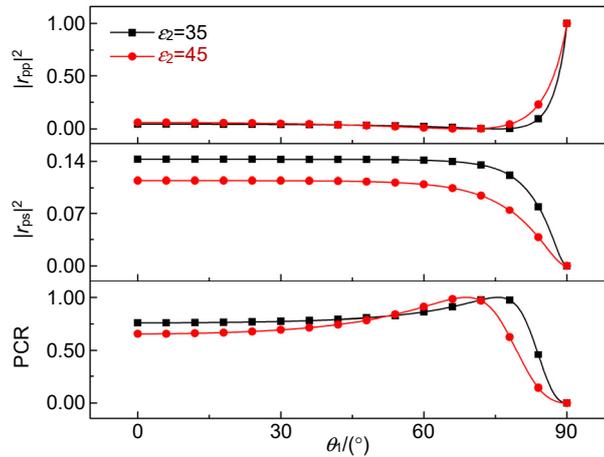
- [1] Zhang J H, Huang Y. Applications of electromagnetic wave polarization[J]. *Coll Phys*, 2012, **31**(3): 52–54.
张建华, 黄冶. 电磁波极化的应用[J]. *大学物理*, 2012, **31**(3): 52–54.
- [2] Chen L T, Cheng Y Z, Nie Y, *et al.* Study on measurement and simulation of manipulating electromagnetic wave polarization by metamaterials[J]. *Acta Phys Sin*, 2012, **61**(9): 094203.
陈龙天, 程用志, 聂彦, 等. 人工异向介质调控电磁波极化特性的实验与仿真研究[J]. *物理学报*, 2012, **61**(9): 094203.
- [3] Moore J E. The birth of topological insulators[J]. *Nature*, 2010, **464**(7286): 194–198.
- [4] Yue Z J, Cai B Y, Wang L, *et al.* Intrinsically core-shell plasmonic dielectric nanostructures with ultrahigh refractive index[J]. *Sci Adv*, 2016, **2**(3): e1501536.
- [5] Chang C Z, Zhang J S, Feng X, *et al.* Experimental observation of the quantum anomalous hall effect in a magnetic topological insulator[J]. *Science*, 2013, **340**(6129): 167–170.
- [6] He K, Wang Y Y, Xue Q K. Topological insulator and the quantum anomalous Hall effect[J]. *Chin Sci Bull*, 2014, **59**(35): 3431–3441.
- [7] Qi X L, Hughes T L, Zhang S C. Topological field theory of time-reversal invariant insulators[J]. *Phys Rev B*, 2008, **78**(19): 195424.
- [8] Qian D L, Chen L Y, Zheng W M, *et al.* A method to measure completely the magneto-optical kerr and faraday effects[J]. *Acta Opt Sin*, 1999, **19**(4): 474–480.
钱栋梁, 陈良尧, 郑卫民, 等. 一种完整测量磁光克尔效应和法拉第效应的方法[J]. *光学学报*, 1999, **19**(4): 474–480.
- [9] Lan Y P, Wan S L, Zhang S C. Generalized quantization condition for topological insulators[J]. *Phys Rev B*, 2011, **83**(20): 205109.
- [10] Fleet L. Topological transistor[J]. *Nat Phys*, 2015, **11**(1): 5.
- [11] Mahoney A C, Colless J I, Peeters L, *et al.* Zero-field edge plasmons in a magnetic topological insulator[J]. *Nat Comm*, 2017, **8**(1): 1836.
- [12] Wang M J, Lin N N. Propagation characteristics of laguerre-gaussian beams in periodic films with topological insulators[J]. *Chin J Lasers*, 2020, **47**(1): 105003.
王明军, 林妞妞. 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): 105003.
- [13] Yang Y, Gao Z, Xue H R, *et al.* Realization of a three-dimensional photonic topological insulator[J]. *Nature*, 2019, **565**(7741): 622–626.
- [14] Chen F F. Transmission polarization rotation of topological insulator interface[J]. *Comm Technol*, 2019, **52**(9): 2087–2091.
陈芳芳. 拓扑绝缘体界面的透射极化旋转[J]. *通信技术*, 2019, **52**(9): 2087–2091.
- [15] Liu F, Xu J P, Yang Y P. Polarization conversion of reflected electromagnetic wave from topological insulator[J]. *J Opt Soc Am B*, 2014, **31**(4): 735–741.
- [16] Chang M C, Yang M F. Optical signature of topological insulators[J]. *Phys Rev B*, 2009, **80**(11): 113304.
- [17] Zuo Z W, Ling D B, Sheng L, *et al.* Optical properties for topological insulators with metamaterials[J]. *Phys Lett A*, 2013, **377**(40): 2909–2915.
- [18] Huang X J, Chen J, Yang H L. High-efficiency wideband reflection polarization conversion metasurface for circularly polarized waves[J]. *J Appl Phys*, 2017, **122**(4): 043102.
- [19] Tse W K, MacDonald A H. Giant Magneto-optical kerr effect and universal faraday effect in thin-film topological insulators[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, **105**(5): 057401.
- [20] Zhang Y P, Tang L B. Research progress in photodetectors based on topological insulators[J]. *Infrared Technol*, 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.

Polarization regulation characteristics of reflected waves at the interface of double topological insulators

Zhai Zhizhu¹, Wang Mingjun^{1,2*}, Wu Biyuan¹

¹School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China;

²Shaanxi Civil-Military Integration Key Laboratory of Intelligence Collaborative Networks, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710126, China



Polarization conversion phenomenon in the reflected waves at the oblique incidence of the p-wave at the TI₁-TI₂ interface

Overview: Topological materials are new types of quantum metamaterials with metal surface states and insulator states that have been predicted and observed in recent years. The polarization conversion phenomenon caused by the Kerr effect and the Faraday effect of topological insulator can be used as a polarization-separation or polarization-conversion device, and thus it is important to study the polarization properties of the topological insulator.

Polarization, as one of the basic characteristics of electromagnetic waves, plays an important role in communication systems such as antennas. With the diversification of application scenarios, we need to control the polarization state of electromagnetic waves. Therefore, the exploration of the polarization performance of new materials is also a continuous and important subject. The current work of TI materials is limited to the common isotropic medium-topological insulator interface, which has strict requirements on the dielectric constant, and the current TI materials cannot meet it. Thus we discussed the polarization control performance of the double-topology insulator interface model, which has a certain tolerance for the dielectric constant of the material and can increase the selectivity of TI materials.

In this paper, an interface transmission model of plane wave oblique incidence to two topological insulators is established, and the linear polarization conversion characteristics of reflected waves are discussed. The calculation results prove that the model can achieve complete transformation of polarization under certain parameter settings, and the polarization conversion property can be explained by Kerr effect. Besides, we show the design method of polarization conversion devices to realize super strong angular stability. This research provides a theoretical reference for the application of topological insulators in polarized devices.

Zhai Z Z, Wang M J, Wu B Y. Polarization regulation characteristics of reflected waves at the interface of double topological insulators[J]. *Opto-Electron Eng*, 2021, **48**(2): 200102; DOI: 10.12086/oe.2021.200102

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (61771385), Science Foundation for Distinguished Young Scholars of Shaanxi Province (2020JC-42), Science and Technology on Solid-State Laser Laboratory (6142404180301), and the Science and Technology Research Plan of Xi'an City(GXYD14.26).

* E-mail: wmjxd@aliyun.com