

doi:10.3788/gzxb20184708.0826002

拓扑绝缘体和手征介质界面的 Goos-Hänchen 位移和 Imbert-Fedorov 位移

唐龙¹, 曾然^{1,2}, 李齐良¹, 毕美华¹, 杨国伟¹, 羊亚平²

(1 杭州电子科技大学 通信工程学院, 杭州 310018)

(2 同济大学 物理科学与工程学院 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

摘 要:研究了线极化波在拓扑绝缘体和手征介质分界面上全反射时的 Goos-Hänchen(GH)侧向位移和 Imbert-Fedorov(IF)横向位移特性.使用修正的能流法推导出各位移表达式,数值计算分析了入射角、拓扑磁电耦合效应、手征性等对位移的影响.结果表明,当 TE 波入射时,拓扑绝缘体的磁电耦合效应或手征介质的手征性对两种位移的影响较为一致,即拓扑磁电耦合对 GH 和 IF 位移均为抑制,手征性对位移基本为单调增强或单调抑制.而 TM 波入射时,拓扑磁电极化率会使位移先增大后减小,位移存在一个极值,手征参数的增大使该极值向拓扑磁电极化率较小值方向移动;手征参数对位移的影响虽基本上是单调性的,但在某些情况中较为特殊,如右旋圆极化波的 GH 位移在拓扑磁电极化率对位移增强阶段,手征性也将增强位移,而在拓扑磁电极化率对位移抑制阶段,手征性也同时抑制位移.对拓扑绝缘体和手征介质界面 GH 和 IF 位移的研究,为测量拓扑磁电耦合特性及手征电磁交叉极化性质提供了一种光学方法.

关键词:拓扑绝缘体;手征介质;Goos-Hänchen 位移;Imbert-Fedorov 位移;全反射

中图分类号:O436

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2018)08-0826002-8

Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov Displacements across the Interface of Topological Insulator and Chiral Metamaterials

TANG Long¹, ZENG Ran^{1,2}, LI Qi-liang¹, BI Mei-hua¹, YANG Guo-wei¹, YANG Ya-ping²

(1 School of Communication Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China)

(2 MOE Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: The Goos-Hänchen(GH) lateral displacement and Imbert-Fedorov(IF) transverse displacement of a linear polarized wave at the interface of topological insulator and chiral metamaterial was investigated. Based on the modified energy flux method, the expressions of the spatial shifts were derived, and the relations between the shifts and the incident angle, topological magnetoelectric coupling effect, chiral parameter were also numerically discussed. It is found that, for a linear polarized TE beam, the magnetoelectric couplin effect of the topological insulator or the chirality of the chiral medium has consistent influence on both the two shifts, that is, the topological magnetoelectric coupling can generally suppress both the GH and IF shifts, and the chirality may monotonously enhance or suppress both the two shifts. When gradually enhancing the topological magnetoelectric polarizability, the GH and IF shifts of the linear polarized TM incident wave will be firstly increased, and then it will be suppressed. There exists an extreme displacement. The increase of chiral parameters makes this extreme displacement move

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 11574068, 61501157)和浙江省自然科学基金(No. LQ16F050004)资助

第一作者:唐龙(1991-),男,硕士研究生,主要研究方向为新型材料的光学特性. Email:794682500@qq.com

导师(通讯作者):曾然(1980-),男,副教授,博士,主要研究方向为量子光学与新型材料光学特性. Email:zengran@hdu.edu.cn

收稿日期:2018-01-19;录用日期:2018-04-17

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

towards the smaller value of the magnetoelectric polarizability; Although the influence of chiral parameters on the shifts is generally monotonic, but it is special in certain cases, for example, in case of the GH shift of a right-handed circularly polarized wave, during the period when the topological magnetoelectric coupling increases the shifts, the chirality will also show the enhancement, while in the stage of shift suppression by topological effect, the chirality may suppress the shifts in the meantime. The research on the GH and IF shifts at the interface of topological insulator and chiral metamaterials may develop a new way to control the GH and IF shifts. It also provides an optical method for measuring the topological magnetoelectric coupling and chiral electromagnetic cross-polarization.

Key words: Topological insulator; Chiral metamaterials; Goos-Hänchen shifts; Imbert-Fedorov shifts; Totally internal reflection

OCIS Codes: 260.2110; 260.6970; 260.2065; 160.1585

0 引言

电磁波在两均匀介质界面上发生全反射时,反射波中心将会相对于入射波中心发生位移,即平行于入射面的 Goos-Hänchen(GH)侧向位移和垂直于入射面的 Imbert-Fedorov(IF)横向位移,关于 GH 和 IF 位移的理论与实验研究一直是探索光波与物理介质相互作用的重要手段,通过对位移特性的研究可以了解入射波的入射方式、极化状态及介质特性参数对反射波和透射波的影响.1948 年,Artmann 给出了 Goos-Hänchen 效应的理论解释^[1],随后 Renard 提出能流理论^[2],在对光束入射反射过程中将光束近似为有限宽度平面波的形式,再根据全反射情况中的能流守恒进行讨论,指出入射光束部分能流以倏逝波的形式进入光疏媒质,并沿垂直于界面方向传播一定的距离后反射到光密媒质,但能流法求解出的 GH 位移与 Artmann 使用的固定相位法结果不一致.Yasumoto 等^[3]在能流法基础上,增加入射光束和反射光束相互干涉对能流的影响项,以确保能流法的正确性.

使用不同的方法研究了不同媒质情况下 GH、IF 位移,如分层结构与周期性结构^[4-5]、吸收耗散材料^[6-7]、光子晶体^[8]、各向异性材料^[9]、拓扑绝缘体^[10-11]、手征介质^[12]等.其中,拓扑绝缘体(Topological Insulator, TI)^[13]是物理界近些年发现的一种全新物质形态,其表面态由于自旋轨道耦合作用而表现出无能隙的金属态,而体内则表现出绝缘态^[14-15].在拓扑绝缘体表面上增加磁化薄层将破坏其时间反演对称性,此时材料具有拓扑磁电耦合等特殊效应;根据拓扑场论^[16],电(磁)场作用在拓扑绝缘体时将会引发磁(电)场,且产生的磁(电)场平行于材料表面.手征特异材料介质(Chiral Metamaterials, CMMs)^[17]是一种缺乏镜面对称的人工材料,其可改变旋转光偏振态,通过介质后的此光束存在两种不同旋向且相速度不同的圆极化波.手征介质在毫米波、微波器件以及反雷达隐身技术中都有广泛应用,而在足够强的手征旋光特性下可实现负折射^[18-19].拓扑绝缘体和手征介质在本构关系中的相似性使人们近年来愈发关注拓扑绝缘体-手征介质的结合研究^[20-21].本文将对拓扑绝缘体和手征特异材料分界面上的 GH 位移和 IF 位移进行研究,首先分析从拓扑绝缘体入射到手征介质表面的电磁波反射场和透射场,然后在 Yasumoto 等的修正能流法基础上,推导出拓扑绝缘体-手征介质界面上各方向的能流表达式,进而计算 GH 和 IF 位移,并讨论了入射角、拓扑磁电耦合效应和手征介质对于各线极化入射波的 GH、IF 位移的影响.

1 模型与理论计算

1.1 拓扑绝缘体与手征介质界面的反射波与透射波

电磁波从拓扑绝缘体(媒质 1, TI)入射到手征介质(媒质 2, CMMs),分界面为 yoz 平面,如图 1(a)所示,入射角为 θ_i .取 $\epsilon_{1(2)}$ 、 $\mu_{1(2)}$ 分别为两种媒质的介电常数和磁导率.手征介质中透射波分成为左旋圆极化(Left-Circularly Polarized, LCP)透射波和右旋圆极化(Right-Circularly Polarized, RCP)透射波,两个透射波的有效折射率为 $n_{2L(R)} = \sqrt{\epsilon_2 \mu_2} \pm \kappa$, κ 是手征介质的手征参数. θ_{tL} 、 θ_{tR} 分别表示 LCP 波和 RCP 波的折射角.两种媒质中电磁波的波数为 $K_1 = \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \omega / c$, $K_{2L(R)} = (\sqrt{\epsilon_2 \mu_2} \pm \kappa) \omega / c$,取 Λ 表示入射波的波长.拓扑绝缘体和手征介质的本构关系分别为

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \epsilon_1 \mathbf{E} + (\alpha \Theta / \pi) \mathbf{B} \\ \mathbf{H} = \mathbf{B} / \mu_1 - (\alpha \Theta / \pi) \mathbf{E} \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \epsilon_2 \mathbf{E} + i\kappa \mathbf{H} \\ \mathbf{B} = \mu_2 \mathbf{H} - i\kappa \mathbf{E} \end{cases} \quad (2)$$

α 为精细结构常数, Θ 是拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率. 由本构关系和相应麦克斯韦方程、边界条件可以给出反射波、透射波与入射波分界面上的关系, 进而得出反射波和透射波电场强度表达式

$$\mathbf{E}^r = \begin{pmatrix} E_{\perp}^r \\ E_{\parallel}^r \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}^r \cdot \mathbf{r}} = \frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} -[(\bar{\alpha}^2 - \eta_1^2 + \eta_2^2)(\cos \theta_{iL} + \cos \theta_{iR}) \cos \theta_i & -2\eta_1 \cos \theta_i [(\bar{\alpha} + i\eta_2) \cos \theta_{iL} \\ + 2\eta_1 \eta_2 (\cos \theta_{iL} \cos \theta_{iR} - \cos^2 \theta_i)] & + (\bar{\alpha} - i\eta_2) \cos \theta_{iR}] \\ 2i\eta_1 \cos \theta_i [(\bar{\alpha} + \eta_2) \cos \theta_{iL} & (\bar{\alpha}^2 - \eta_1^2 + \eta_2^2)(\cos \theta_{iL} + \cos \theta_{iR}) \cos \theta_i \\ + (\bar{\alpha} - \eta_2) \cos \theta_{iR}] & + 2\eta_1 \eta_2 (\cos^2 \theta_i - \cos \theta_{iL} \cos \theta_{iR}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\perp}^i \\ E_{\parallel}^i \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}^i \cdot \mathbf{r}} \quad (3)$$

$$\mathbf{E}^{tR} = \begin{pmatrix} E_{\perp}^{tR} \\ E_{\parallel}^{tR} \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}^{2R} \cdot \mathbf{r}} = \frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} 2\eta_1 \cos \theta_i [\eta_1 \cos \theta_{iL} + (\eta_2 - i\bar{\alpha}) \cos \theta_i] & -2\eta_1 \cos \theta_i [(\eta_2 + \bar{\alpha}) \cos \theta_{iL} + i\eta_1 \cos \theta_i] \\ i2\eta_1 \cos \theta_i [\eta_1 \cos \theta_{iL} + (\eta_2 - i\bar{\alpha}) \cos \theta_i] & -i2\eta_1 \cos \theta_i [(\eta_2 + \bar{\alpha}) \cos \theta_{iL} + i\eta_1 \cos \theta_i] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\perp}^i \\ E_{\parallel}^i \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}^{2R} \cdot \mathbf{r}} \quad (4)$$

$$\mathbf{E}^{tL} = \begin{pmatrix} E_{\perp}^{tL} \\ E_{\parallel}^{tL} \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}^{2L} \cdot \mathbf{r}} = \frac{1}{\Delta} \begin{pmatrix} 2\eta_1 \cos \theta_i [\eta_1 \cos \theta_{iR} + (i\bar{\alpha} + \eta_2) \cos \theta_i] & -2\eta_1 \cos \theta_i [(\bar{\alpha} - i\eta_2) \cos \theta_{iR} - i\eta_1 \cos \theta_i] \\ -i2\eta_1 \cos \theta_i [\eta_1 \cos \theta_{iR} + (i\bar{\alpha} + \eta_2) \cos \theta_i] & i2\eta_1 \cos \theta_i [(\bar{\alpha} - i\eta_2) \cos \theta_{iR} + i\eta_1 \cos \theta_i] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\perp}^i \\ E_{\parallel}^i \end{pmatrix} e^{i\mathbf{k}^{2L} \cdot \mathbf{r}} \quad (5)$$

式中

$$\Delta = [(\bar{\alpha}^2 + \eta_1^2 + \eta_2^2)(\cos \theta_{iL} + \cos \theta_{iR}) \cos \theta_i + 2\eta_1 \eta_2 (\cos \theta_{iL} \cos \theta_{iR} + \cos^2 \theta_i)] \quad (6)$$

式中 $\eta_1 = n_1/\mu_1$, $\eta_2 = n_2/\mu_2$, 以及 $\bar{\alpha} = \alpha\Theta/\pi$. \mathbf{K}_r 、 $\mathbf{K}_{2L(R)}$ 分别为反射场和透射场的波矢, $E_{\perp(\parallel)}^i$ 、 $E_{\perp(\parallel)}^r$ 、 $E_{\perp(\parallel)}^t$ 分别表示入射、反射和透射场的垂直(平行)于入射面分量, 而两种媒质中的磁场分量再基于上述电场强度通过麦克斯韦方程组来确定.

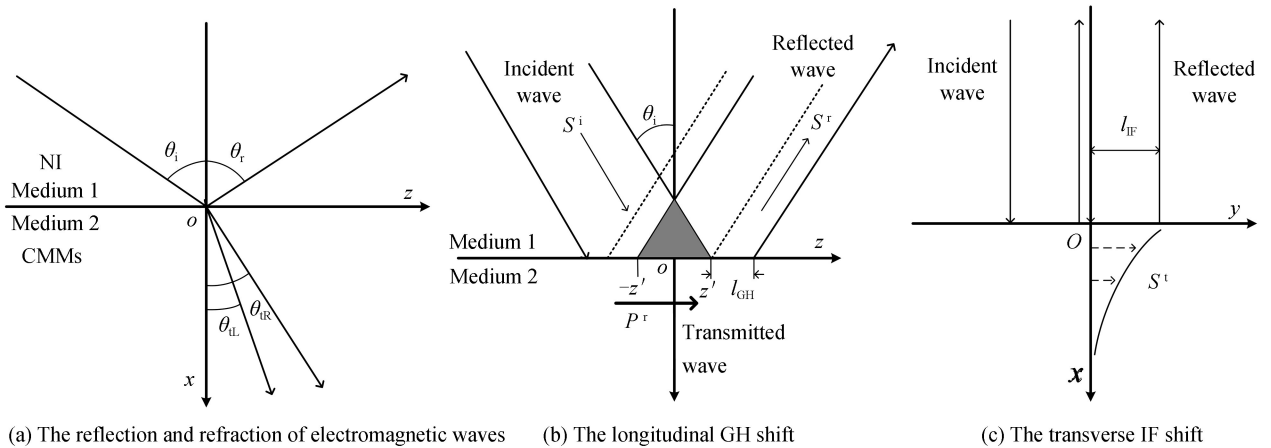


图 1 拓扑绝缘体 TI 和手征介质 CMM 界面的反射和透射示意图

Fig.1 Illustrations of the reflection and refraction of electromagnetic waves across the interface between TI and CMM

1.2 界面处的 GH 位移与 IF 位移计算

由于手征介质中 LCP 波和 RCP 波传播速度的不同, 导致入射波可能存在一个或两个临界角: $\theta_{cL(R)} = \arcsin [(n_{2L(R)})/n_1]$. 在发生全反射时, 透射波存在于手征介质表面为倏逝波, 根据能量守恒定理, 反射波的能量与入射波的能量相等. 为明确 GH 和 IF 位移, 考虑投影到 xoz 平面和 xoy 平面上的电磁波, 如图 1(b)、1(c) 所示. 根据修正的能量法^[3], GH 位移由两部分贡献构成, 即透射波的能量流 P^t 以及入射波与反射波干涉作用下对能流的影响部分 P^{ir} , 如图 1(b) 中阴影部分. 根据场量表达式 (1)~(6), 可以推导出各部分能流, 进

而求出 LCP(RCP)波的 GH 位移

$$l_{\text{GH,L(R)}} = (P_z^{\text{tL(R)}} + P_z^{\text{ir}}) / S_x^r \quad (7)$$

其中

$$P_z^{\text{tL(R)}} = \int_0^{+\infty} \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}^{\text{tL(R)}} \times (\mathbf{H}^{\text{tL(R)}})^*]_z dx = \frac{\sin\theta_i}{4K_{2\text{L(R)}} \sqrt{(n_1^2 \sin^2\theta_i) / (n_2 \pm \kappa)^2 - 1}} \cdot \quad (8)$$

$$\left(\frac{n_1}{\mu_2} (|E_{\perp}^{\text{tL(R)}}|^2 + |E_{\parallel}^{\text{tL(R)}}|^2) + 2 \frac{\kappa}{\mu_2} \frac{n_1}{n_2 \pm \kappa} \text{Im}[E_{\perp}^{\text{tL(R)}} (E_{\parallel}^{\text{tL(R)}})^*] \right)$$

$$P_z^{\text{ir}} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{1}{2z'} \int_{-z'}^{z'} dz \int_{x(z)}^0 \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}^i \times (\mathbf{H}^r)^* + \mathbf{E}^r \times (\mathbf{H}^i)^*]_z dx = \quad (9)$$

$$- \frac{\tan\theta_i}{2K_1} \eta_1 \text{Im}[(E_{\perp}^i)^* E_{\perp}^r + (E_{\parallel}^i)^* E_{\parallel}^r]$$

$$S_x^r = \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}^r \times (\mathbf{H}^r)^*]_x = -\frac{1}{2} \eta_1 (|E_{\perp}^r|^2 + |E_{\parallel}^r|^2) \cos\theta_i \quad (10)$$

同理,IF 横向位移为

$$l_{\text{IF,L(R)}} = (P_y^{\text{tL(R)}} + P_y^{\text{ir}}) / S_x^r \quad (11)$$

其中

$$P_y^{\text{tL(R)}} = \int_0^{+\infty} \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E}^{\text{tL(R)}} \times (\mathbf{H}^{\text{tL(R)}})^*]_y dx = \quad (12)$$

$$\frac{\sin\theta_i}{2K_{2\text{L(R)}}} \left(-\frac{n_1}{\mu_2} \text{Im}[E_{\parallel}^{\text{tL(R)}} (E_{\perp}^{\text{tL(R)}})^*] + \frac{\kappa}{\mu_2} \frac{n_1}{n_2 \pm \kappa} |E_{\parallel}^{\text{tL(R)}}|^2 \right)$$

入射波与反射波在 y 方向的相互作用产生的能流 P_y^{ir} 为零.当把手征介质替换成普通介质时,即 $\kappa=0$ 时,方程(8)~(10)、(12)均可以回到拓扑绝缘体和普通介质界面上的 GH 位移和 IF 位移形式^[11].

2 数值分析

理论分析可知,影响 GH 位移和 IF 位移的物理因素来自透射倏逝波与入射波能流,与拓扑绝缘体和手征介质的电磁响应特性以及拓扑磁电耦合特性 Θ 、手征性 κ 有关.不同极化入射场产生的反射波位移特性也存在差异.下面考察当两种媒质基本参数为 $\epsilon_1=9, \epsilon_2=4, \mu_1=\mu_2=1$ 时的 GH、IF 位移特点.由于在手征介质中可能存在两个临界角 $\theta_{cL,cR}$,当入射角 $\theta_{cL} < \theta_i < \theta_{cR}$ 时,RCP 波能通过拓扑绝缘体和手征介质的界面传输到手征介质中,LCP 波为倏逝波,具有反射位移特性;当 $\theta_i > \theta_{cR}$ 时,RCP 波和 LCP 波在手征介质中都为倏逝波,此时两个圆极化波都具有 GH、IF 位移.

当 $\kappa=0.75$ 时,由于 $\kappa < n_1 - n_2$,即为存在两个临界角的情况,如图 2 所示.其中插图给出拓扑绝缘体与普通介质情况的位移差别, $D_{\text{GH}} = l_{\text{GH}}|_{\theta=\pi} - l_{\text{GH}}|_{\theta=0}$ 、 $D_{\text{IF}} = l_{\text{IF}}|_{\theta=\pi} - l_{\text{IF}}|_{\theta=0}$,即表明了拓扑磁电耦合效应的影响.由计算结果可知,RCP 波的 IF 位移为正方向,其他情况的各个位移均为负向.对于 TE 入射波[图(a)、(c)],在入射角接近第一个临界角 24.6° 附近,GH 和 IF 位移幅值较大,而在入射角靠近掠射角时,GH 位移量较大,而 IF 位移将趋于 0.与 $\Theta=0$ 时的位移相比, $\Theta=\pi$ 时的 GH 位移量有不同程度的减小,尤其在 LCP 波和 RCP 波各自的临界角附近,拓扑磁电耦合对 GH 位移量抑制较明显,而在掠射角位置时,改变拓扑磁电极化率对位移几乎没有影响.对于 TE 入射波的 IF 位移,在 θ_i 大于临界角 66.4° 时,拓扑磁电耦合对 LCP 波 IF 位移的影响几乎消失,而对 RCP 波 IF 位移的抑制将随着入射角的增大而减弱.对于 TM 入射波[图 2 (b)、(d)],入射角接近 LCP 波临界角时,GH、IF 位移受到拓扑磁电耦合的影响存在一个从抑制到增强的转变.入射角逐渐增大过程中,GH 位移受到拓扑磁电耦合不同幅度的增强,在靠近掠射角时,增强效应尤其明显.对于 TM 入射波的 IF 位移受拓扑磁电耦合的增强趋势类似于 GH 位移,但在入射角 $\theta_i > 66.4^\circ$ 之后,这种增强影响较微弱.综上,拓扑磁电极化率从 0 变为 π 时,拓扑磁电耦合效应的影响是 TE 波各反射位移将被抑制,而 TM 波位移则将得到增强.

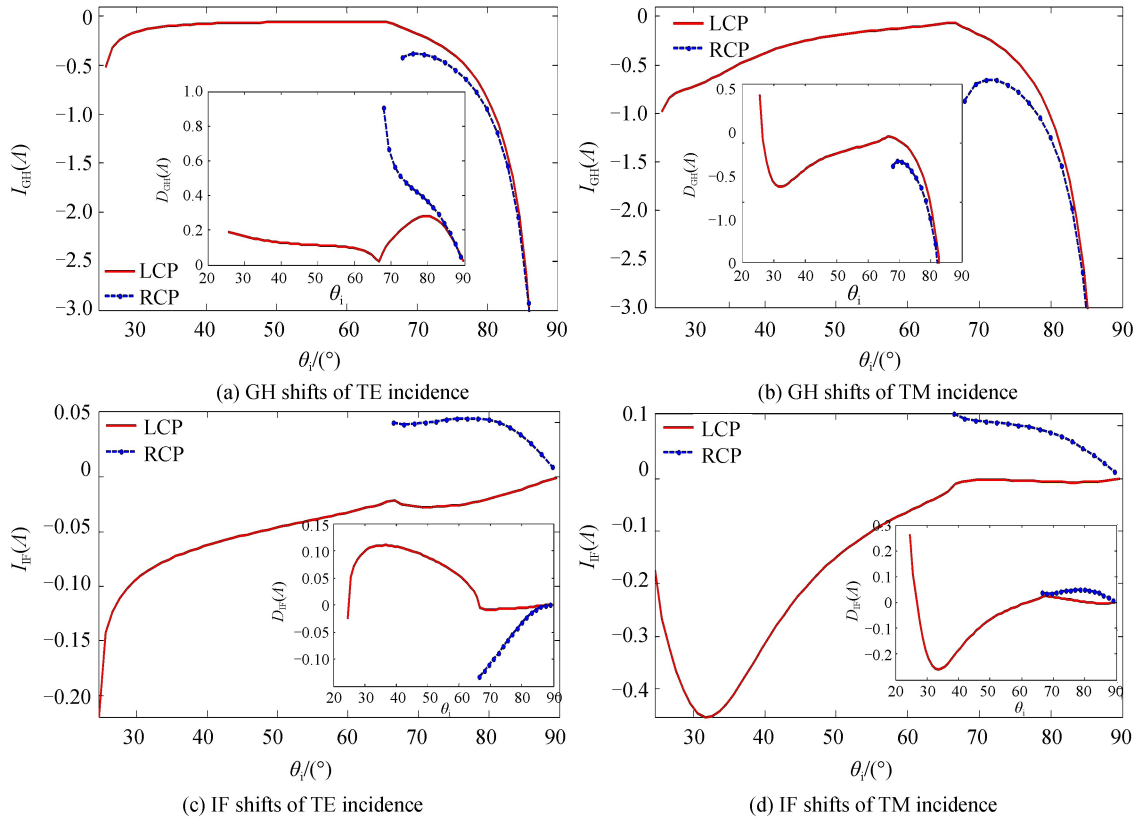


图 2 当 $\kappa=0.75, \Theta=\pi$ 时, GH 和 IF 位移随入射角的变化, 插图表示 $\Theta=\pi$ 和 $\Theta=0$ 情况下的位移差值
 Fig.2 GH and IF shifts versus incident angle. The insets show the differences of the shifts between cases of $\Theta=\pi$ and $\Theta=0$

为说明拓扑绝缘体和手征介质对 GH 和 IF 位移的联合影响, 图 3 和图 4 分别给出了在确定入射角下, 改变 Θ 和 κ 得到的 RCP 波和 LCP 波位移关系. 手征参数取值在 $0 \sim 0.90$ 范围内 $\kappa < n_1 - n_2$, 当入射角

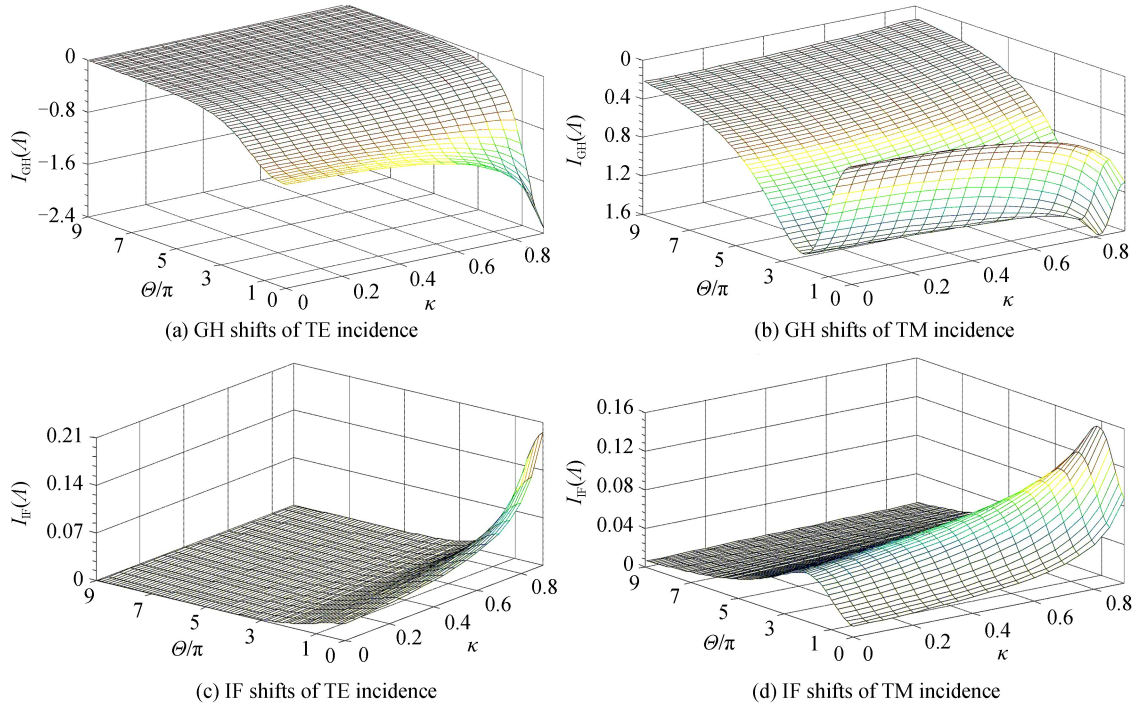


图 3 RCP 波的 GH 和 IF 位移随 κ 和 Θ 的变化 ($\theta_i=80^\circ, \Theta=(0, 1, 3, 5, 7, 9)\pi$)
 Fig.3 GH and IF shifts of the RCP wave versus κ and Θ ($\theta_i=80^\circ, \Theta=(0, 1, 3, 5, 7, 9)\pi$)

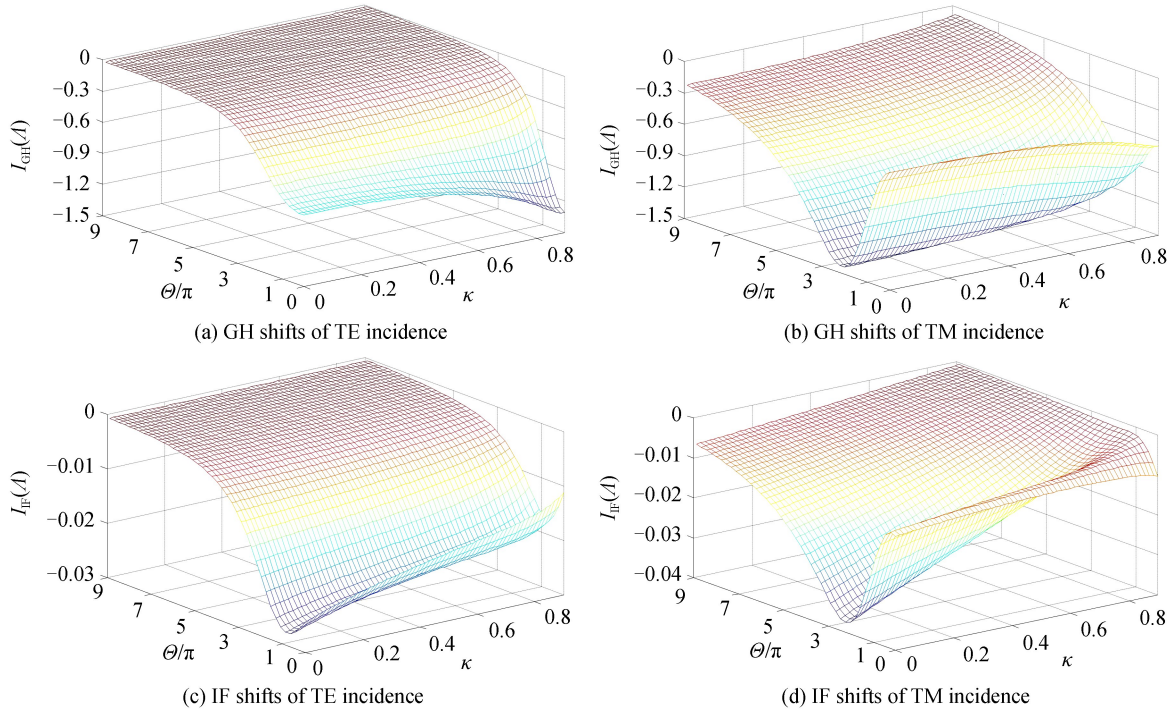
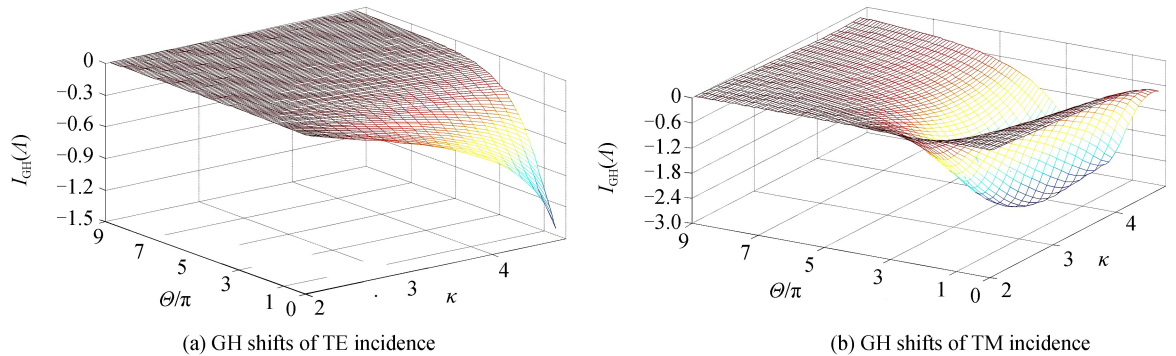


图4 LCP波的GH和IF位移随 κ 和 Θ 的变化($\theta_i=80^\circ$), $\Theta=(0,1,3,5,7,9)\pi$
 Fig.4 GH and IF shifts of the LCP wave versus κ and Θ ($\theta_i=80^\circ$), $\Theta=(0,1,3,5,7,9)\pi$

$\theta_i=80^\circ$ 时,LCP波和RCP波均为倏逝波.在RCP波情况中,同种线极化入射波的GH和IF位移受到的材料影响都呈现类似的变化趋势,即在确定的手征介质参数下,当拓扑磁电极化率增大时,TE波的位移均被单调性地抑制,TM波的位移则是均为先增大后减小,位移存在一个极大值.手征参数在多数情况中将增强各个位移,但对于TM波,有两点比较特殊的现象,一是手征参数的增大使位移随 Θ 变化时的极值向 Θ 较小值方向移动;二是GH位移情况中,在拓扑磁电耦合效应对位移增强阶段,手征性也将增强位移,而在拓扑磁电耦合效应对位移抑制阶段,手征性也将抑制位移.当 Θ 较大时,手征参数对位移的影响要远弱于 Θ 对位移的抑制作用.综上所述,只有当TE线极化入射时,拓扑磁电耦合和手征性对位移的影响才体现一致的效应,即拓扑磁电耦合效应一般为抑制GH和IF位移,手征介质的手征性一般为增强位移;而TM波情况中拓扑磁电耦合与手征性的交叉影响较为复杂,需对材料参数分段进行考察.在LCP波情况中,IF位移方向与RCP波情况相反, Θ 的对位移的影响与上述RCP情况结论类似;而手征参数的影响为,除了增强TE波的GH位移之外,其他各情况的位移均普遍被单调抑制.

手征参数增大至 $\kappa > n_1 - n_2$ 时,仅LCP波发生全反射,同样考察确定入射角时的位移随 Θ 和 κ 的变化如图5所示.结果中除了具有与图3给出的RCP情况相类似的结论之外,不同的特殊性质在于,手征参数取值在2.05~4.80范围内变化,当 κ 较小时,TM波的位移幅度较小,且拓扑磁电极化率对位移影响也不明显,



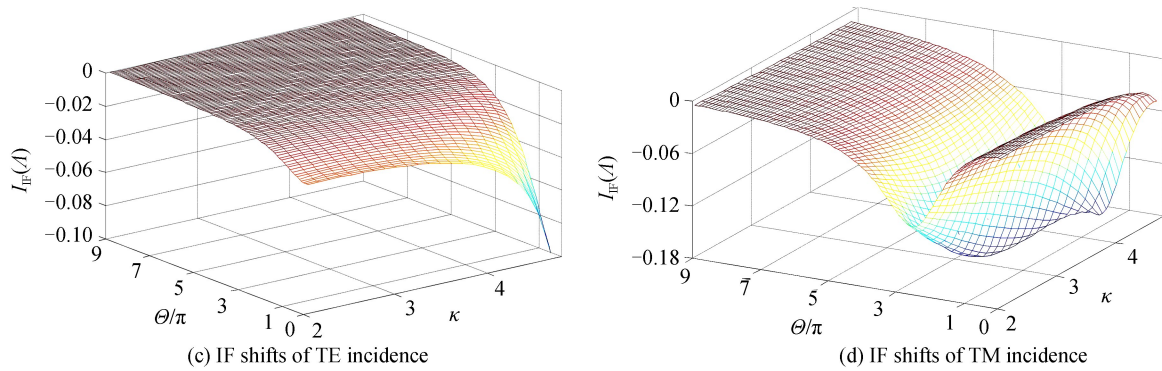


图5 LCP波的GH和IF位移随 κ 和 Θ 的变化($\theta_i=80^\circ$), $\Theta=(0,1,3,5,7,9)\pi$
Fig.5 GH and IF shifts of the LCP wave versus κ and Θ ($\theta_i=80^\circ$), $\Theta=(0,1,3,5,7,9)\pi$

而手征参数增大时,才体现出与图3中RCP波情况类似的 Θ 影响,即随着 Θ 增大,GH位移先被增强到一个极值后再被抑制.TM波的IF位移情况中,手征参数 κ 的增大使位移量随 Θ 变化的极值向较小的 Θ 值移动;而且,这种情况甚至还导致在某些拓扑磁电极化率值如 $\Theta=3\pi$ 时,位移随手征参数 κ 变化先增强后被抑制,也存在一个极值,而非上述情况中手征参数普遍的单调影响。

3 结论

本文研究了反射波在拓扑绝缘体和手征介质界面上的GH位移和IF位移,在修正的能流法基础上,推导出各位移的解析表达式,分析了不同线极化入射情况下位移受到拓扑绝缘体的拓扑磁电极化率 Θ 和手征介质参数 κ 的影响.结果表明,手征参数大体上对位移的影响是单调性的;对于线极化TE波入射,拓扑磁电耦合效应将会抑制GH位移和IF位移,而对于TM波入射,增大 Θ 时TM波的位移会先增大后减小,使得位移存在一个极值,而且TM波情况下的某些参数范围中存在拓扑磁电极化率和手征参数的交叉影响更为复杂特殊的现象.当 Θ 较大时,拓扑磁电极化率对位移的抑制作用要强于手征参数对位移的影响.本文的研究建立了GH、IF位移与拓扑磁电耦合特性及手征电磁交叉极化性质的定量关系,这为测量拓扑磁电耦合特性及手征电磁交叉极化性质提供了一种光学方法.基于常规测量法实现这些微弱位移的精密测量较困难,而可采用量子弱测量^[22-24]的手段:将光束在界面上发生反射时的偏振态变量设为前选态,而光束在界面上发生的位移效应则为弱耦合过程,经过相应分析仪器得到后选态,当前选态和后选态线极化方向在相互垂直基础上再偏离微小角度时,弱测量将TE、TM两种模式的位移差放大,进而由弱测量值计算相应位移,由此可反推拓扑绝缘体材料的磁电耦合等参数性质。

参考文献

- [1] ARTMANN K. Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles[J]. *Annalen der Physik*, 1948, **437**: 87-102.
- [2] RENARD R H. Total reflection: a new evaluation of the Goos-Hänchen shift[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1964, **54**(10): 1190-1197.
- [3] YASUMOTO K, ŌISHI Y. A new evaluation of the Goos-Hänchen shift and associated time delay[J]. *Journal of Applied Physics*, 1983, **54**(5): 2170-2176.
- [4] TAMIR T, BERTONI H L. Lateral displacement of optical beams at multilayered and periodic structures[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1971, **61**(10): 1397-1413.
- [5] MIRI M, NAQAVI A, KHAVASI A, et al. Geometrical approach in physical understanding of the Goos-Haenchen shift in one-and two-dimensional periodic structures[J]. *Optics Letters*, 2008, **33**(24): 2940-2942.
- [6] LAI H M, CHAN S W, WONG W H. Nonspecular effects on reflection from absorbing media at and around Brewster's dip[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2006, **23**(12): 3208-3216.
- [7] GÖTTE J B, AIELLO A, WOERDMAN J P. Loss-induced transition of the Goos-Hänchen effect for metals and dielectrics[J]. *Optics Express*, 2008, **16**(6): 3961-3969.
- [8] HU Rui-hong, SHI Xie-long, HOU Peng, et al. Modulation property of Goos-Hänchen shift in a one-dimension photonic crystal doped with a subwavelength layer[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(6): 1427-1431.
胡瑞红, 施解龙, 侯鹏, 等. 一维光子晶体中亚波长缺陷膜对 Goos-Hänchen 位移的调制特性[J]. *光子学报*, 2009, **38**(6): 1427-1431.

- [9] HUANG Y, ZHAO B, GAO L. Goos-Hänchen shift of the reflected wave through an anisotropic metamaterial containing metal/dielectric nanocomposites[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2012, **29**(7): 1436-1444.
- [10] XU G, SUN J, ZANG T, *et al.* Imbert-Fedorov shifts of a Gaussian beam reflected from anisotropic topological insulators[J]. *Optics Communications*, 2013, **287**(8): 154-161.
- [11] LIU F, XU J, SONG G, *et al.* Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts at the interface of ordinary dielectric and topological insulator[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, **30**(5): 1167-1172.
- [12] DEPINE R A, BONOMO N E. Goos-Hänchen lateral shift for Gaussian beams reflected at achiral-chiral interfaces[J]. *Optik*, 1996, **103**(1): 37-41.
- [13] HASAN M Z, KANE C L. Colloquium: topological insulators[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2010, **82**(4): 3045.
- [14] FU L, KANE C L, MELE E J. Topological insulators in three dimensions[J]. *Physical Review Letters*, 2007, **98**(10): 106803.
- [15] MOORE J E. The birth of topological insulators[J]. *Nature*, 2010, **464**(7286): 194-198.
- [16] QI X L, HUGHES T L, ZHANG S C. Topological field theory of time-reversal invariant insulators[J]. *Physical Review B*, 2008, **78**(19): 195424.
- [17] WANG Z, CHENG F, WINSOR T, *et al.* Optical chiral metamaterials: a review of the fundamentals, fabrication methods and applications[J]. *Nanotechnology*, 2016, **27**(41): 412001.
- [18] DONG Jian-feng, LI Jie, YANG Fang-qing. Novel feature of guided modes in the chiral nihility cladding fiber[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(2): 237-241.
董建峰, 李杰, 杨方清. 零折射率手征包层光纤中导模的奇异特性[J]. 光子学报, 2011, **40**(2): 237-241.
- [19] AGRANOVICH V M, GARTSTEIN Y N, ZAKHIDOV A A. Negative refraction in gyrotropic media[J]. *Physical Review B*, 2006, **73**(4): 045114.
- [20] SHOUKAT S, AFZAAL M, SYED A A, *et al.* Scattering of electromagnetic plane wave from a perfect electric conducting strip located in topological insulator medium[J]. *Journal of Modern Optics*, 2016, **63**(21): 2138-2145.
- [21] 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.
- [22] ZHOU X, LING X, LUO H, *et al.* Identifying graphene layers via spin Hall effect of light[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, **101**(25): 251602.
- [23] JAYASWAL G, MISTURA G, MERANO M. Weak measurement of the Goos-Hänchen shift[J]. *Optics Letters*, 2013, **38**(8): 1232-1234.
- [24] CHEN S, MI C, CAI L, *et al.* Observation of the Goos-Hänchen shift in graphene via weak measurements[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, **110**(3): 031105.

Foundation item: The National Natural Science Foundation of China (Nos. 11574068, 61501157), and Zhejiang Provincial Natural Science Foundation of China (No. LQ16F050004)

引用格式: TANG Long, ZENG Ran, LI Qi-liang, *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