

光自旋霍尔效应中横移的影响因素研究

尹红芳 罗海陆 文双春

(湖南大学信息科学与工程学院微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 湖南 长沙 410082)

摘要 研究了光束在空气与电介质分界面传输产生的自旋霍尔效应, 揭示了光束重心横移分别与偏振态、折射率差以及入射角三者之间的定性关系。研究发现各光场横移都随偏振参量增大而增大, 左、右旋椭圆偏振光的横移等值反向, 圆偏振态下的横移比椭圆偏振态下的横移大。改变折射率差的大小, 反射光横移随折射率差的增大而减小, 但当折射率差接近零时, 反射光场横移消失。折射光横移随折射率差的增大而增大。反射光横移随入射角的变化存在极值点, 而折射光横移随入射角的变化呈单调性。研究光自旋霍尔效应横移的影响因素可为调控和增强光自旋霍尔效应提供理论依据。

关键词 光自旋霍尔效应; 横移; 折射率差; 圆偏振

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201131.0326002

Study on Influencing Factors of Transverse Shift in Spin Hall Effect of Light

Yin Hongfang Luo Hailu Wen Shuangchun

(Key Laboratory for Micro/Nano Optoelectronic Devices, Ministry of Education, School of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

Abstract The spin Hall effect of light when a beam passed through an interface between air and glass is studied. The qualitative influence of polarization state, refractive-index difference, incident angle upon the transverse shift of beam centroid is revealed. The transverse shift in both the reflected beam and the refracted beam increased with increase of the polarization parameters. Left- and right-handed circularly polarized light exhibit opposite shifts but opposite in signs. The transverse shift of circularly polarized light is more than the elliptically polarized light. The transverse shift of the refracted light increases with increase of the refractive index difference, while the transverse shift of the reflected light decreases, but the transverse shift will vanish when the refractive index difference nears zero. The transverse shift presents an extremal point in the reflected beam, while exhibits a progressive increase in the refracted beam with increase of the angle of incidence. These findings will provide us a theoretical basis to modulate and enhance the spin Hall effect of light.

Key words spin Hall effect of light; transverse shift; refractive-index difference; circular polarization

OCIS codes 260.1960; 260.5430; 070.2580; 070.7345

1 引 言

近年来, 经典波包和量子粒子的自旋霍尔效应在凝聚态和高能物理领域引起了极大的兴趣^[1]。这种效应表现为自旋相反的波包或粒子在外场力的作用下, 沿垂直于场的两个相反方向运动而聚集在两侧。

1965 年 Beaugrand 首先预言了这一现象的存在^[2]。2004 年 Onoda 等^[3]和 2006 年 Bliokh 等^[4]从理论上明确提出光子存在自旋霍尔效应: 一束线偏振光在非均匀介质中传输时, 自旋相反的光子在介质折射率差扮演的外场力角色的作用下, 沿垂直

收稿日期: 2010-06-08; **收到修改稿日期:** 2010-10-10

基金项目: 国家自然科学基金(10804029 和 10974049)、国家博士后特别资助(200902469)和国家博士后面项目(20080431018)资助课题。

作者简介: 尹红芳(1985—), 女, 硕士研究生, 主要从事光束传输方面的研究。E-mail: heek15@163.com

导师简介: 罗海陆(1980—), 男, 博士, 副教授, 硕士生导师, 主要从事微结构光子学及器件、自旋光子学等方面的研究。E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn(通信联系人)

于折射率差的方向运动相互远离,导致光束分裂成两束圆偏振光并分居在光束中心两侧。2008年美国 Illinois 大学的 Hosten 等^[5]和乌克兰科学家 Bliokh 等^[6]先后用实验证实了这一现象。除了存在自旋角动量,光子还具有轨道角动量^[7],因此 2006年 Bliokh 等^[8]进一步预言,光子还存在轨道霍尔效应。光的轨道霍尔效应理论上能产生任意不同光子态,这为构造量子比特和实现量子计算机提供了重要手段^[9]。

对于光子存在自旋霍尔效应方面,取得了一定的进展。建立描述负折射超常介质(Metamaterials)^[10]中光束的传输方程^[11,12],研究了携带光子自旋角动量的高斯光束在负折射率材料传输时的自旋霍尔效应^[13]。一束线偏振光入射到空气与左手介质^[14]的分界面上,在反射面上分裂成垂直于折射率差的左右旋圆偏振光,对于一束圆偏振光,其横移的方向只取决于折射率差的方向,当改变折射率差的方向,与常规材料相比,左手介质中的自旋霍尔效应横移并没有发生改变,产生这一反常现象是由于自旋角动量影响自旋霍尔效应横移,而左手材料中的光子自旋角动量并没有发生改变。本文对光学自旋霍尔效应横移的影响因素进行探索,具体对偏振态、入射角和折射率差三个因素做一定的分析。在分析偏振态对横移的影响时,保持折射率差等参量不变,取四个表征不同椭圆偏振光的正偏振参量值,对这四个偏振参量值改变符号,分别得出偏振参量为正值和负值时,反射光与折射光中横移随入射角的变化情况。在研究折射率差是如何影响横移时,参考 Hosten 等^[5]的实验参数,取四个递增的折射率差值,观察不同光场中的横移随入射角的变化情况。

2 光束反射场与折射场的基本理论

建立一个模型来描述光束的反射与折射以及入射高斯光束在反射光场与折射光场中产生的偏移,从反射光场和折射光场基本理论出发,结合角谱理论,具体分析横移与偏振态、入射角和折射率梯度三者之间的定性关系。如图 1 所示,光束经过空气与玻璃介质的分界面发生偏移的传输模型图, (x_a, y_a, z_a) 表征不同光束坐标系, $a = i, r, t$ 分别表示入射光、反射光、折射光,入射角、反射角、折射角分别用 $\theta_i, \theta_r, \theta_t$ 表示。从图中可以观察到入射高斯光束经过空气与玻璃介质的分界面发生反射和折射,此时反射光束与折射光束不再遵循几何学的反射定律,其中反射光偏离了光束中心,与入射光不成镜像对

称,折射光也偏离了折射光的中心轴。

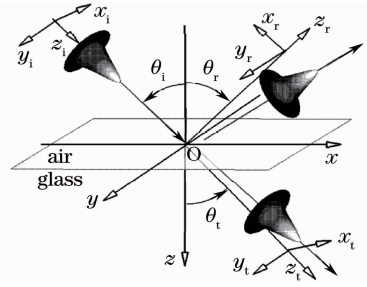


图 1 高斯光束通过空气和玻璃分界面的传输模型图
Fig. 1 Transmission model of Gaussian beams passing through the interface of air and glass

选取傍轴高斯光束作为研究对象,这也是研究光束传输的一般方法,在傍轴的情况下,高斯光束中引入偏振参量,根据傅里叶光学角谱理论,任一光束可看作是由相同频率不同波矢方向的平面波组成,其入射场的表达式为

$$\mathbf{E}_i(x_i, y_i, z_i) \propto (\alpha \mathbf{e}_{ix} + \beta \mathbf{e}_{iy}) \exp\left[-\frac{k_0}{2} \frac{x_i^2 + y_i^2}{z_R + iz_i}\right], \quad (1)$$

式中 $z_R = k_0 \omega_0^2 / 2$ 表示瑞利距离; $k_0 = \omega / c$ 表示空气中的波数,系数 α 和 β 满足偏振参量表达式:

$$\sigma = i(q\beta^* - \alpha^* \beta), \quad (2)$$

偏振参量 $\sigma = +1$ 表示左旋圆偏振光, $\sigma = -1$ 表示右旋圆偏振光, $-1 < \sigma < +1$ 表示不同椭圆率的左、右旋椭圆偏振光,不同偏振光的光子都携带着自旋角动量 σh ^[15],其中 h 为普朗克常量。

下面首先阐述高斯光束反射场中的基本理论。利用傅里叶变换和平面角谱理论,得到反射光场频谱表达式如下:

$$\mathbf{E}_r(x_r, y_r, z_r) = \int dk_{rx} dk_{ry} \tilde{\mathbf{E}}_r(k_{rx}, k_{ry}) \times \exp[i(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r + k_{rz}z_r)], \quad (3)$$

式中 $k_{rz} = \sqrt{k_0^2 - (k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}$, k_{rx}, k_{ry}, k_{rz} 代表各个方向上的波矢,引入傍轴近似,将 k_{rz} 进行泰勒展开、化简并取前两项^[16],可得 $k_{rz} = k_0 \sqrt{1 - \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{k_0^2}}$,再将此表达式代入到(3)式中可得傍轴近似条件下的反射场:

$$\mathbf{E}_r = \exp(ik_0 z) \int dk_{rx} dk_{ry} \tilde{\mathbf{E}}_r(k_{rx}, k_{ry}) \times \exp\left[i\left(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r - \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_0} z_r\right)\right], \quad (4)$$

反射光束角谱 $\tilde{\mathbf{E}}_r(k_{rx}, k_{ry})$ 是与电场的边界分布条件有关的,其关系为^[4]

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}_r = & \begin{bmatrix} r_p & \frac{k_{ry} \cot \theta_i}{k_0} (r_p + r_s) \\ -\frac{k_{ry} \cot \theta_i}{k_0} (r_p + r_s) & r_s \end{bmatrix} \times \\ \tilde{\mathbf{E}}_{p,s}^r, & \quad (5) \end{aligned}$$

式中 r_p 和 r_s 分别为高斯光束在平行和垂直方向的反射系数。

由斯涅耳 (Snell) 定律可以得到入射光、反射光、折射光各个波矢之间的关系 $k_{rx} = -k_{ix}$ 以及

$k_{ry} = -k_{iy}$, 其中 k_{ix}, k_{iy}, k_{iz} 和 k_{rx}, k_{ry}, k_{rz} 分别表示高斯入射光束和反射光束在三个坐标轴方向的分量, 引入边界条件, 可以得到与偏振参量相关的反射光场表达式:

$$\tilde{\mathbf{E}}_{p,s}^r \propto (\alpha \mathbf{e}_{rx} + \beta \mathbf{e}_{ry}) \exp \left[-\frac{z_R (k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}{2k_0} \right], \quad (6)$$

在 $z_r = 0$ 已知的条件下, 将(5)、(6)式代入到(4)式可得高斯反射光场在 $z_r > 0$ 时的表达式:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r \propto & \left[\alpha r_p \left(1 - i \frac{x_r}{z_R + iz_r} \frac{\partial \ln r_p}{\partial \theta_i} \right) + i\beta \frac{y_r}{z_R + iz_r} \times (r_p + r_s) \cot \theta_i \right] \times \exp \left[-\frac{k_0}{2} \frac{x_r^2 + y_r^2}{z_R + iz_r} \right] \mathbf{e}_{rx} + \\ & \left[\beta r_s \left(1 - i \frac{x_r}{z_R + iz_r} \frac{\partial \ln r_s}{\partial \theta_i} \right) - i\alpha \frac{y_r}{z_R + iz_r} \times (r_p + r_s) \cot \theta_i \right] \times \exp \left[-\frac{k_0}{2} \frac{x_r^2 + y_r^2}{z_R + iz_r} \right] \mathbf{e}_{ry}. \quad (7) \end{aligned}$$

由(7)式可以知道高斯光束反射电场分布与介质的介电常数和磁导率以及菲涅耳反射系数密切相关。

下面阐述折射光场的基本理论。与反射光场类似, 利用傅里叶变换可以得到折射光场的频谱表达式:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t(x_t, y_t, z_t) = & \int dk_{tx} dk_{ty} \tilde{\mathbf{E}}_t(k_{tx}, k_{ty}) \times \\ & \exp[i(k_{tx}x_t + k_{ty}y_t) + ik_{tz}z_t], \quad (8) \end{aligned}$$

式中 $k_{tz} = \sqrt{n^2 k_0^2 - (k_{tx}^2 + k_{ty}^2)}$, 同理, 引入傍轴近似, 将表达式 k_{tz} 进行泰勒展开、化简并取前两项, 代入到(8)式可以写成

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t = & \exp(ink_0 z) \int dk_{tx} dk_{ty} \tilde{\mathbf{E}}_t(k_{tx}, k_{ty}) \times \\ & \exp \left[i \left(k_{tx}x_t + k_{ty}y_t - \frac{k_{tx}^2 + k_{ty}^2}{2nk_0} z \right) \right], \quad (9) \end{aligned}$$

引入边界条件, 可得到折射光的角谱 $\tilde{\mathbf{E}}_t(k_{tx}, k_{ty})$:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}_t = & \begin{bmatrix} t_p & \frac{k_{ty} \cot \theta_i}{k_0} (t_p - \eta t_s) \\ \frac{k_{ty} \cot \theta_i}{k_0} (\eta t_p - t_s) & t_s \end{bmatrix} \times \\ \tilde{\mathbf{E}}_{p,s}^t, & \quad (10) \end{aligned}$$

式中 $\eta = \cos \theta_i / \cos \theta_t$, t_p, t_s 是菲涅耳折射系数, 由斯涅耳定律有 $k_{tx} = k_{ix} / \eta$ 和 $k_{ty} = k_{iy}$, 可以很容易得到 $\tilde{\mathbf{E}}_{p,s}^t$ 的表达式:

$$\tilde{\mathbf{E}}_{p,s}^t \propto (\alpha \mathbf{e}_{tx} + \beta \mathbf{e}_{ty}) \exp \left[-\frac{z_{Rx} k_{tx}^2 + z_{Ry} k_{ty}^2}{2nk_0} \right]. \quad (11)$$

要说明的是瑞利距离在 x 与 y 方向上是不同的, 分别为 $z_{Rx} = n\eta^2 k_0 \omega_0^2 / 2$ 和 $z_{Ry} = nk_0 \omega_0^2 / 2$ 。将(10)、(11)式代入到(9)式, 可得到折射光场在 $z_t > 0$ 的表达式:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t \propto & \exp \left[-\frac{nk_0}{2} \left(\frac{x_t^2}{z_{Rx} + iz_t} + \frac{y_t^2}{z_{Ry} + iz_t} \right) \right] \times \left[\alpha t_p \left(1 + i \frac{n\eta x_t}{z_{Rx} + iz_t} \frac{\partial \ln t_p}{\partial \theta_i} \right) + i\beta \frac{ny_t}{z_{Ry} + iz_t} (t_p - \eta t_s) \cot \theta_i \right] \mathbf{e}_{tx} + \\ & \exp \left[-\frac{nk_0}{2} \left(\frac{x_t^2}{z_{Rx} + iz_t} + \frac{y_t^2}{z_{Ry} + iz_t} \right) \right] \times \left[\beta t_s \left(1 + i \frac{n\eta x_t}{z_{Rx} + iz_t} \frac{\partial \ln t_s}{\partial \theta_i} \right) + i\alpha \frac{ny_t}{z_{Ry} + iz_t} (\eta t_p - t_s) \cot \theta_i \right] \mathbf{e}_{ty}. \quad (12) \end{aligned}$$

观察(7)、(12)式, 可以知道反射光场和折射光场的表达式都由 x 与 y 方向上的分量组成, 偏振参量 σ 中的系数 α 和 β 、折射率 n 以及入射角 θ 中任何一个因素发生改变都会使得反射光场与折射光场发生改变。

3 反射光场与折射光场的横移分析

线偏振光是由一束左旋圆偏振光和一束右旋圆

偏振光叠加而成的。当一束线偏振光入射到空气与玻璃介质的分界面时, 发生反射与折射, 由于空气与玻璃介质的折射率不同, 存在一定的折射率差, 线偏振光被分裂成两束沿相反方向的左、右旋圆偏振光, 方向是垂直于折射率差的方向。

3.1 反射光场的横移分析

电场强度的分布是与坡印亭矢量成正比的^[17],

即 $I(x_a, y_a, z_a) \propto \mathbf{S}_a \cdot \mathbf{e}_{az}$, 而 $\mathbf{S}_a \propto \text{Re}[\mathbf{E}_a^* \times \mathbf{H}_a]$, 磁场表达式为 $\mathbf{H}_a = -i\mu^{-1}W^{-1}\nabla \times \mathbf{E}_a$, 因此在任意给定平面 $z_a = \text{Const}$ 情况下, 光束质心^[18]横移可以表示为

$$\langle y_a \rangle = \frac{\iint y_a I(x_a, y_a, z_a) dx_a dy_a}{\iint I(x_a, y_a, z_a) dx_a dy_a}. \quad (13)$$

将(7)式代入(13)式可得反射光场在 y 轴方向上发生横移和角移的表达式为

$$D_y^r = \Delta y_r + \sigma y_r, \quad (14)$$

式中 σy_r 表征角移, Δy_r 表征横移, 横移的表达式如下:

$$\Delta y_r = -\frac{1}{k_0} \frac{f_p f_s \cot \theta}{|r_p|^2 f_p^2 + |r_s|^2 f_s^2} [(|r_p|^2 + |r_s|^2) \sin \psi + 2|r_p||r_s| \sin(\psi - \phi_p + \phi_s)], \quad (15)$$

式中 $r_A = |r_A| \exp(i\phi_A)$, $A \in \{p, s\}$, $\alpha = f_p \in R$. $\psi = 0$ 时该光束为线偏振光, $\psi = \pi/2$ 表示圆偏振光, ψ 为其它值表示不同的椭圆偏振光. 由(15)式可以看出, 在 y 轴上偏离质心的微小偏移 Δy_r 与光束半径 z_r 无关; 在 y 轴上偏离质心的一个小角度 σy_r 与光束半径 z_r 有关, 本文只对自旋霍尔效应横移做一定的研究.

从(15)式可以看出, 反射光场的横移与偏振态、入射角 θ 以及相位角 ψ 三个因素密切相关. 下面分别研究反射光场、折射光场中的横移与以上各个因

素的变化关系.

图 2 描述的是光束在经过空气与玻璃介质分界面传输时, 反射光场中改变偏振态, 反射光束横移随入射角发生变化的示意图. 横轴表示入射角在 $0 \sim 90^\circ$ 的范围内变化, 纵轴表示横移值取对波长 λ 的归一化. 可以看出, 图 2(a) 的各横移曲线都为负值, 图 2(b) 各横移曲线都为正值, 因此横移的大小是指其绝对值. 在一定的角度范围内图 2 各曲线的横移都随着入射角的增大而增大, 但到某一入射角时横移的变化趋势发生改变, 横移随入射角的增大反而减小, 当入射角继续增大, 各种偏振参数对应的横移又都减小, 即反射光中的横移的数值大小与入射角的关系不是简单的递增递减关系, 而是存在一个极值点. 此极值点是由于菲涅耳反射系数的垂直分量和水平分量以及各自的相位共同作用所导致的, 这一点可以从(15)式得到. 考虑偏振参数的对反射光横移的影响, 首先看图 2(a), 横移都为负值并且当偏振参数 σ 增大时, 横移曲线下移即横移数值大小是随着偏振参数的增大而增大的. 对比几种偏振参数的曲线图, 偏振参数 $\sigma = \pm 1$ 的左、右旋圆偏振态下的横移绝对值总要比椭圆偏振态的横移绝对值要大, 并且发现各曲线横移大小在极值点处差别最大. 如图 2(b) 所示, 在其他参数不变的情况下, 仅仅改变偏振参数 σ 的正负号, 横移会发生反向, 但不改变横移的大小.

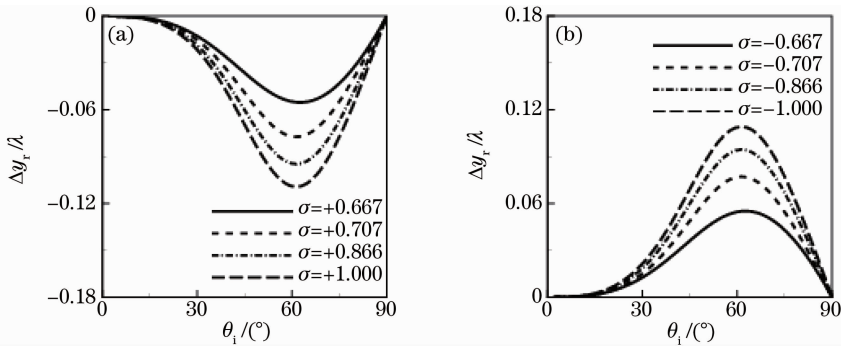


图 2 偏振参数 σ (a)取不同正值, (b)取不同负值时反射光横移随入射角 θ_i 的变化曲线

Fig. 2 Curve of reflective light transverse shift versus θ_i when polarization parameter σ takes (a) positive values and (b) negative values

图 3 描述的是光在经过不同折射率差传输时, 反射光横移随入射角的变化关系示意图. 从图中可以看到反射光中的不同折射率差的横移曲线随入射角的变化并不是简单的递增或递减的关系. 图 3(a)表示右旋圆偏振光中各曲线的横移都为负值, 图 3(b)表示左旋圆偏振光中各曲线的横移都为

正值. 在一定入射角的范围内, 各曲线的横移都随入射角的增大呈增大的趋势, 但并不是无限增大的, 由于反射系数以及反射系数的相位的共同作用使得横移存在一个极值点. 增大折射率差, 横移曲线上移, 横移的绝对值减小, 当折射率差无限减小以至于接近零时, 由于垂直分量和平行分量的反射系数都

无限接近零,因此横移并不是无限增大的,反而即将消失。当入射光束为左旋圆偏振光时,如图 3(b)所示,此时横移都为正值,与图 3(a)对比,可以看到折射率差相同的曲线只是发生反向,大小未发生改变,

同样改变折射率差的大小,可以发现此时横移曲线下移,即入射光为左旋圆偏振光时,横移也随折射率差的增大而减小的,当折射率差无限接近零时,横移消失。

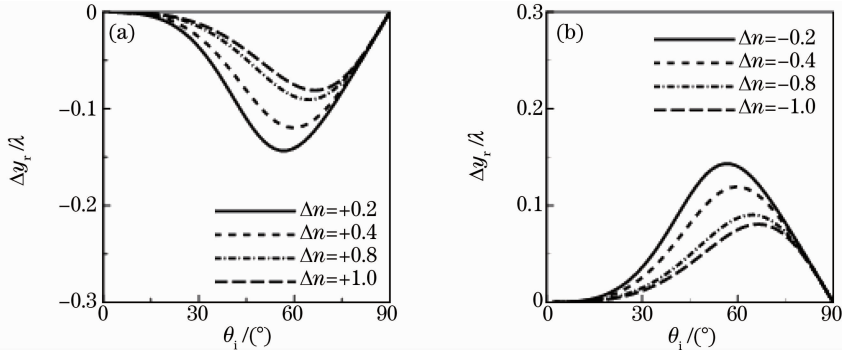


图 3 改变折射率差对反射光横移的影响。(a)入射光为右旋圆偏振光 $\sigma = -1$, (b)入射光为左旋圆偏振光 $\sigma = +1$
Fig. 3 Influence of refractive-index difference on reflected light transverse shift. (a) incidence light is right-handed circularly polarized light, (b) incidence light is left-handed circularly polarized light

3.2 折射光场的横移分析

将(12)式代入(13)式可得折射光在 y 轴方向上的横移表达式:

$$\Delta y_t = -\frac{1}{k_0} \frac{f_p f_s \cot \theta_i}{|t_p|^2 f_p^2 + |t_s|^2 f_s^2} [(|t_p|^2 + |t_s|^2) \sin \psi - 2\eta |t_p| |t_s| \sin(\psi - \phi_p + \phi_s)], \quad (16)$$

式中 $t_A = |t_A| \exp(i\phi_A)$, $\rho_A = \text{Re}[\partial \ln t_A / \partial \theta_i]$, $\zeta_A = \text{Im}[\partial \ln t_A / \partial \theta_i]$, $A \in \{p, s\}$ 。从这个表达式可以看出,与前面研究的反射光场中 y 轴方向上发生横移的方法相类似,折射光场的横移也是与偏振态、入射角 θ 等因素密切相关。下面分别研究折射光中各个因素的变化与横移的关系。

讨论折射场的情况,图 4 描述的是光束经过空气与玻璃介质分界面传输时,折射光中改变偏振态,其横移随入射角的变化关系示意图。与反射光中一样,横轴表示入射角在 $0 \sim 90^\circ$ 的范围内变化,纵轴横移值取对波长 λ 的归一化。从图 4(a)和(b)可以看出两个图形的折射光横移曲线都呈单调性,与

图 2、3 反射光中的横移存在拐点有明显的不同:折射光各偏振参量下的横移曲线都是随入射角的变化单调递增或递减的,并且在数值上比反射光中的横移要小;对于图 4(a),可以看到:偏振参量 σ 为正值时,折射光中横移都为正值,这与反射光中偏振参量 σ 为正值时横移为负的现象正好相反。对于偏振参量 σ 的大小对横移的影响,我们发现增大偏振参量 σ ,折射光横移也是增大的,折射光横移受偏振态的影响与反射光横移随偏振参量的变化规律是相同的。保持其他各参数不变,改变 σ 的符号,如图 4(b)所示,此时横移都为负值,同样增大偏振参量 σ 数值大小,可以发现此时的横移的数值也是随

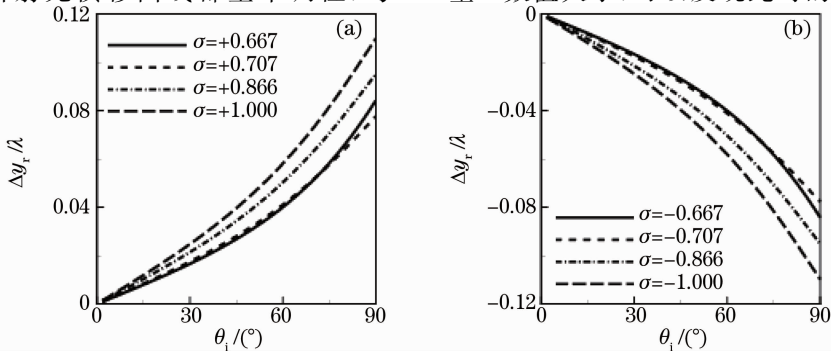


图 4 偏振参量 σ 取(a)不同正值,(b)不同负值时折射光横移随入射角 θ_i 的变化曲线

Fig. 4 Refracted light transverse shift versus θ_i when the polarization parameter σ takes (a) positive values and (b) negative values

着偏振参量数值的增大而增大,对比图 4(a)、(b),发现对于某一对正负偏振参量 σ ,其对应的横移曲线是关于横轴对称的,即改变 σ 的正负号,横移发生等值反向。

图 5 表示的是光在经过空气与不同折射率介质分界面传输时,折射光中横移随入射角的变化关系的示意图。从图中可以看出折射光中的横移较反射光中横移小一个数量级。图 5(a)中右旋圆偏振光的横移都为正值,与图 3(a)反射光横移不同。横移

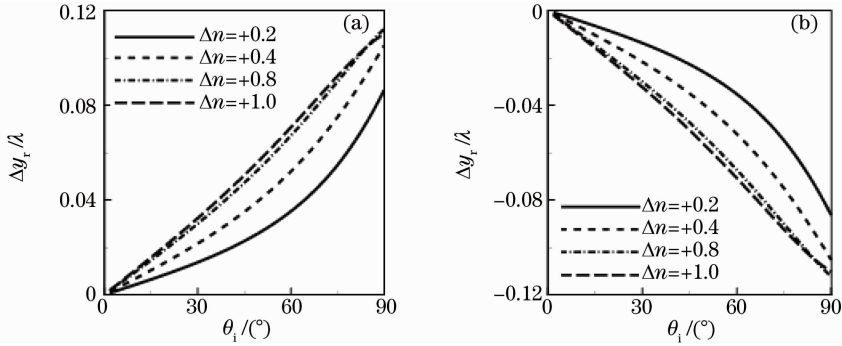


图 5 改变折射率差对折射光横移的影响。入射光为(a)右旋圆偏振光 $\sigma = -1$, (b)左旋圆偏振光 $\sigma = +1$

Fig. 5 Influence of refractive index difference on refracted-light transverse shift, incidence light is (a) right-handed circularly polarized light, (b) left-handed circularly polarized light

近年来,负折射率材料的研究已成为热点^[19,20],光在负折射率介质中传播时,几乎要逆转所有的电磁效应^[21],如负的折射率、负 Gouy 相移和相位补偿、逆 Doppler 效应、负 Goos-Hanchen 相移^[22,23],拉盖尔-高斯光束在负折射介质中会出现逆的波前旋转,逆向旋转的坡印廷矢量和正向旋转的多普勒效应等。到目前为止,负折射率材料、近零折射率^[24]和超高折射率^[25]超常材料都已成功实现。因此,大大拓展了折射率差的变化范围。

4 结 论

建立光束通过空气与电介质分界面的传输模型,结合反射光场和折射光场理论知识,通过分析可以知道反射光场和折射光场中的横移都与偏振态、折射率差和入射角有关。三种因素对反射光横移与折射光横移的影响各不相同,研究表明,反射光横移都要比折射光横移大,偏振参量 $\sigma = \pm 1$ 的左、右旋圆偏振态情况下的横移总是要比其他偏振态的横移大。左旋偏振光与右旋偏振光在其他参数不变的情况下其横移发生等值反向。增大偏振参量,发现反射光与折射光横移都随偏振参量的增大而增大,当偏振参量符号发生改变时,各光场中的横移都发生等值反向。反射光横移随入射角的变化曲线存在极

在 $0 \sim 90^\circ$ 的入射角变化范围内,各曲线的横移大小都随入射角的增大而单调增大的,增大折射率差,横移曲线上移,横移大小随折射率差增大而增大。图 5(b)的入射光为左旋圆偏振光,此时折射光横移都为负值,改变折射率差大小,横移大小发生改变,折射光横移大小随折射率差的增大而增大。对比图 5(a)、(b),发现相同折射率差的横移是关于横轴对称的,横移在数值上是相同的,只是发生反向。

值点,而折射光横移随入射角的变化曲线呈单调性。改变折射率差,反射光与折射光的横移都发生改变,但规律不同:反射光中横移随折射率差的增大而减小,但当折射率差无限接近零时,横移也无限接近零。并且当入射光为右旋圆偏振光时,横移为负值,入射光为左旋圆偏振光时,横移为正值,并且存在极值点,而折射光横移随折射率差的增大而单调增大,当入射光为右旋圆偏振光时横移为正值,为左旋圆偏振光时横移为负值,这一点与反射光中的情况刚好相反。

参 考 文 献

- 1 Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard *et al.*. Observation of the spin Hall effect in semiconductors [J]. *Science*, 2004, **306**(5703): 1910~1913
- 2 O. C. de Beaugrand. Translational inertial spin effect with photons [J]. *Phys. Rev.*, 1965, **139**(5B): B1443~B1446
- 3 M. Onoda, S. Murakami, N. Nagaosa. Hall effect of light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **94**(8): 0839011~4
- 4 K. Y. Bliokh, Y. P. Bliokh. Conservation of angular momentum, transverse shift, and spin Hall effect in reflection and refraction of an electromagnetic wave packet [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(7): 0739031~4
- 5 K. Y. Bliokh, A. Niv, E. Hasman *et al.*. Geometrodynamics of spinning light [J]. *Nature Photonics*, 2008, **2**(12): 748~753
- 6 O. Hosten, P. Kwiat. Observation of the spin Hall effect of light via weak measurements [J]. *Science*, 2008, **319**(5864): 787~790
- 7 L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw *et al.*.

- Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes [J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(11): 8185~8189
- 8 K. Y. Bliokh. Geometrical optics of beams with vortices: Berry phase and orbital angular momentum Hall effect[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **97**(4): 043901~4
- 9 A. Mair, A. Vaziri, G. Weihs *et al.*. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons[J]. *Nature*, 2001, **412**(6844): 313~316
- 10 J. B. Pendry, D. Schurig, D. R. Smith *et al.*. Controlling electromagnetic fields [J]. *Science*, 2006, **312** (5781): 1780~1782
- 11 Luo Hailu, Ren Zhongzhou, Shu Weixing *et al.*. Construction of a polarization insensitive lens by quasiisotropic metamaterial slab [J]. *Phys. Rev. E*, 2007, **75**(2): 0266011~12
- 12 Luo Hailu, Ren Zhongzhou, Wen Shuangchun *et al.*. Reversed propagation dynamics of Laguerre-Gaussian beams in left-handed materials[J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**(2): 0238121~7
- 13 Luo Hailu, Wen Shuangchun, Fan Dianyuan *et al.*. Spin Hall effect of a light beam in left-handed materials[J]. *Phys. Rev. A*, 2009, **80**(4): 0438101~7
- 14 V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, **10**(4): 509~514
- 15 R. A. Beth. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light [J]. *Phys. Rev.*, 1936, **50** (2): 115~125
- 16 M. Lax, W. H. Louisell, W. McKnight. From Maxwell to paraxial wave optics [J]. *Phys. Rev. A*, 1975, **11** (4): 1365~1370
- 17 J. D. Jackson. Classical electrodynamics [J]. *American J. Phys.*, 1999, **67**(9): 841~842
- 18 A. Aiello, J. P. Woerdman. Role of beam propagation in Goos-Hanchen and Imbert-Fedorov shifts [J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(13): 1437~1439
- 19 Xu Xuming, Fang Liguang, Liu Nianhua. Unusual photonic tunneling in multilayer system with a negative refraction index layer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(12): 1676~1681
徐旭明, 方利光, 刘念华. 含负折射率层的多层体系的反常光子隧穿[J]. *光学学报*, 2005, **25**(12): 1676~1681
- 20 Dong Haixia, Jiang Haitao, Shi Yunlong *et al.*. Theoretical simulation and transmission properties of one-dimensional photonic quantum-well structure containing defect layers with negative refractive index [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **25** (12): 2245~2249
董海霞, 江海涛, 石云龙等. 含负折射率缺陷的光量子阱的透射特性及理论模拟[J]. *光学学报*, 2007, **25**(12): 2245~2249
- 21 Yang Ligong, Ye Hui, Gu Peifu *et al.*. Analysis of phase and transfer properties of optical waves in negative refractive index medium layers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(3): 388~392
杨立功, 叶辉, 顾培夫等. 负折射率介质层中光波的相位和传输特性研究[J]. *光学学报*, 2004, **24**(3): 388~392
- 22 Zhang Jiyue, Ge Guoku, Li Chunfang *et al.*. Longitudinal shift of a light beam reflected from the single metal layer[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5): 712~715
张纪岳, 葛国库, 李春芳等. 光束在单层金属界面上反射时的纵向位移[J]. *中国激光*, 2008, **35**(5): 712~715
- 23 Li Chunfang, Yang Xiaoyan, Duan Tao *et al.*. Microwave measurement of dielectric film-enhanced Goos-Hanchen shift[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(6): 753~755
李春芳, 杨晓燕, 段弢等. 电介质膜增强的 Goos-Hanchen 位移的微波测量[J]. *中国激光*, 2006, **33**(6): 753~755
- 24 R. P. Liu, Q. Cheng, D. R. Smith *et al.*. Experimental demonstration of electromagnetic tunneling through an epsilon-near-zero metamaterial at microwave frequencies[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(2): 0239031
- 25 J. Shin, J. T. Shen, S. H. Fan. Three-dimensional metamaterials with an ultrahigh effective refractive index over a broad bandwidth[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**(9): 0939031