

多层介质中的光自旋霍尔效应研究*

马娟 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, 长沙 410082)

(2010年10月11日收到; 2010年11月9日收到修改稿)

本文研究了光束通过多层介质分界面的光自旋霍尔效应. 以三层介质为例, 建立了光束通过棱镜-空气-棱镜结构的传输模型, 揭示了横移与空气介质的厚度、折射率梯度以及入射角等因素的定性关系. 发现对某一特定的圆偏振光束, 改变两棱镜之间的折射率梯度可以调控横移, 反射场与传输场的横移方向取决于折射率梯度. 相对于两层介质来说, 高斯光束通过三层介质能明显地增强光自旋霍尔效应. 研究多层介质中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, 折射率梯度

PACS: 42.25.-p, 42.79.-e, 41.20.Jb

1. 引言

自旋霍尔效应是目前凝聚态和高能物理领域中一个非常热门的研究方向^[1]. 这种效应表现为在自旋-轨道相互作用下, 自旋相反的电子沿垂直外加场的两个相反方向运动而聚集在样品的两侧. 光子具有自旋, 是否也存在自旋霍尔效应呢? 2004年 Onoda 等人^[2]和 2006年 Bliokh 等人^[3]从理论上明确提出光子存在自旋霍尔效应: 一线偏振光束在非均匀介质中传输时, 自旋相反的光子在介质折射率梯度扮演的外场力角色的作用下, 沿垂直于折射率梯度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 Hosten 等人^[4]和 Bliokh 等人^[5]先后用实验证实了这一现象. 在 Hosten 和 Kwiat 的实验中, 发现左旋圆偏振光和右旋圆偏振光分离的距离不超过 70 nm^[5], 测量这么小一个值无疑是个艰巨的挑战. 而且在纳米光学领域, 尤其随着光子器件的小型化, 调控和增强光学霍尔效应显得尤为重要.

对于这些问题, 我们取得了一定的进展. 我们发现携带光子自旋和轨道角动量的拉盖尔高斯光束在超常材料传输的反常特性^[6-8], 揭示了超常介质中的光自旋霍尔效应的横向角移反转但横向空

间移不反转^[9,10]. 对于横向空间移这一崭新的概念我们理解为光束由平面角谱组成, 由于每一个角谱的入射角的不同, 其反射系数和传输系数也不同, 因此反射和折射光束重心垂直入射面产生微小偏离, 即为横移. 虽然超常材料中的光自旋霍尔效应具有很多有趣的特性, 但是仍然没有找到增强这种效应的有效方法. 本文提出利用多层介质增强光自旋霍尔效应. 在光自旋霍尔效应中, 折射率梯度扮演着外场力的角色, 自旋光子扮演着自旋电子的角色, 那么是否折射率梯度越大, 横移就越大, 光自旋霍尔效应就越明显? 在多层介质中, 是否改变其中某层介质的厚度, 光自旋霍尔效应也会发生改变? 此外当光束的入射角发生改变时, 那么相应光场的横移会发生怎样的变化?

基于这些问题本文将研究光束在三层介质结构中传输的光自旋霍尔效应. 首先, 从平面角谱理论出发, 建立光束在棱镜-空气-棱镜结构中的传输模型, 基于这一模型, 得到反射和传输光场中的横移表达式, 探索各个因素对横移的影响. 然后, 分析光束在三层介质结构中的传输, 发现多层介质能够明显的增强光自旋霍尔效应. 最后, 参考 Hosten 和 Kwiat 的实验参数, 考虑两棱镜间的折射率梯度在光自旋霍尔效应中扮演的角色, 试图找到调控与增强光自旋霍尔效应的方法.

* 国家自然科学基金(批准号: 10804029, 10974049), 国家博士后特别项目(批准号: 200902469)和国家博士后面项目(批准号: 20080431018)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn

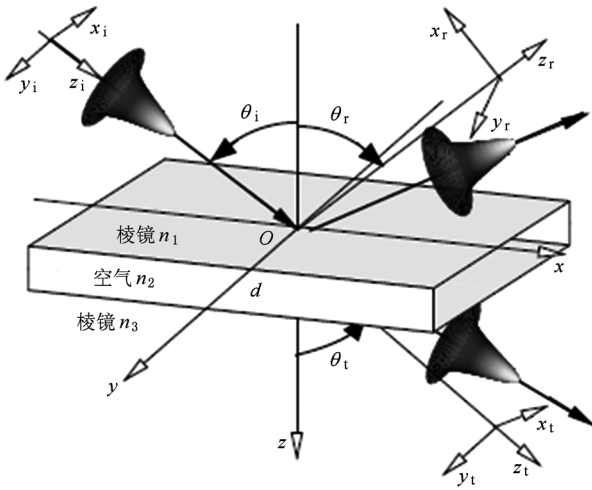


图1 高斯光束通过三层介质结构发生反射和折射的三维几何模型图(反射光偏离了光束中心,入射光不成镜像对称,折射光也偏离了折射光的中心轴,即反射光和折射光都发生了纵移、横移、角移)

2. 光束传输模型

首先,我们建立光束通过三层介质结构的三维传输模型. 图1描述了光束通过棱镜-空气-棱镜结构的传输模型图. 如图所示, z 轴垂直于分界面,入射高斯光束在 $z=0$ 处发生反射和折射,入射角、反射角、折射角分别用 $\theta_i, \theta_r, \theta_t$ 表示, (x_a, y_a, z_a) 代表不同方向的光束, $a=i, r, t$ 分别表示入射光、反射光、折射光. 高斯光束从棱镜界面投射到空气界面,其中 d 表示空气介质的厚度.

电场中任一高斯光束,通过傅里叶变换后,可以简单的得到频谱的表示式

$$E_a(x_a, y_a, z_a) = \int dk_{ax} dk_{ay} \tilde{E}_a(k_{ax}, k_{ay}) \times \exp[i(k_{ax}x_a + k_{ay}y_a + k_{az}z_a)], \quad (1)$$

其中 $k_{az} = \sqrt{k_a^2 - (k_{ax}^2 + k_{ay}^2)}$,引入傍轴近似,将 k_{az} 进行泰勒展开化简并取前两项,即可得 $k_{az} = k_a \left(1 - \frac{k_{ax}^2 + k_{ay}^2}{2k_a^2}\right)$,再代入到(1)式得到新的表达式

$$E_a = \exp(ik_a z_a) \int dk_{ax} dk_{ay} \tilde{E}_a(k_{ax}, k_{ay}) \times \exp\left[i\left(k_{ax}x_a + k_{ay}y_a - \frac{k_{ax}^2 + k_{ay}^2}{2k_a} z_a\right)\right]. \quad (2)$$

若一偏振高斯光束沿正 z 轴方向传输,则电场中的角谱表达式为

$$\tilde{E}_i = (\alpha e_{ix} + \beta e_{iy}) \exp\left[-\frac{z_R(k_{ix}^2 + k_{iy}^2)}{2k_0}\right], \quad (3)$$

其中 $z_R = k_0 w_0^2/2$,表示自由空间中的瑞利距离; $k_0 = \tilde{\omega}/c$,表示波数;系数 α 和 β 满足关系式 $\sigma = i(\alpha\beta^* - \alpha^*\beta)$. 偏振参量 $\sigma = \pm 1$ 分别代表左、右旋圆偏振光,不同圆偏振高斯光束的每个光子都携带自旋角动量 $\sigma\hbar$, \hbar 为普朗克常量. 将(3)式代入(2)式中,得到入射场的表达式

$$E_i(x_i, y_i, z_i) \propto (\alpha e_{ix} + \beta e_{iy}) \exp(ik_{iz}z_i) \times \exp\left[-\frac{n_1 k_0}{2} \frac{x_i^2 + y_i^2}{n_1 z_R + iz_i}\right]. \quad (4)$$

反射场和传输场的计算必须利用分界面的边界条件. 分界面的广义菲涅耳反射系数和折射系数的表达式分别为

$$r_A = \frac{R_A + R'_A \exp(2ik_0 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta_i} d)}{1 + R_A R'_A \exp(2ik_0 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta_i} d)}, \quad (5)$$

$$t_A = \frac{T_A T'_A \exp(ik_0 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta_i} d)}{1 + R_A R'_A \exp(2ik_0 \sqrt{1 - n_1^2 \sin^2 \theta_i} d)}, \quad (6)$$

其中 $A \in \{p, s\}$, R_A 和 T_A 分别表示第一界面的菲涅耳反射和折射系数. R'_A 和 T'_A 分别表示第二界面的相应系数. 对于多层介质中的光自旋霍尔效应,我们只需知道其反射和传输系数,即可将三层介质传输模型推广到多层.

下面采用傅里叶变换,阐述反射光场的基本理论. 反射场角谱 $\tilde{E}_r(k_{rx}, k_{ry})$ 是由电场的边界条件决定的,其表达式为

$$\tilde{E}_r = \begin{bmatrix} r_p & \frac{k_{ry} \cot \theta_i (r_p + r_s)}{k_0} \\ -\frac{k_{ry} \cot \theta_i (r_p + r_s)}{k_0} & r_s \end{bmatrix} \tilde{E}_i, \quad (7)$$

其中 r_p, r_s 是菲涅耳反射系数,根据斯涅尔定律可知入射光、反射光波矢之间的关系 $k_{rx} = -k_{ix}, k_{ry} = -k_{iy}$. 将(3)式和(7)式代入(2)式中即可得到反射场在第一层介质中的分布.

下面阐述传输光场的基本理论. 与反射光场类似,同样是采用傅里叶变换. 引入电场的边界条件,可得到传输场角谱 $\tilde{E}_t(k_{tx}, k_{ty})$ 的表达式

$$\tilde{E}_t = \begin{bmatrix} t_p & \frac{k_{ty} \cot \theta_i (t_p - \eta t_s)}{k_0} \\ \frac{k_{ty} \cot \theta_i (\eta t_p - t_s)}{k_0} & t_s \end{bmatrix} \tilde{E}_i, \quad (8)$$

其中 $\eta = \cos\theta_i / \cos\theta_t$, t_p, t_s 是菲涅尔折射系数, 根据斯涅尔定律可知入射光、折射光波矢之间的关系 $k_{ix} = k_{tx} / \eta, k_{iy} = k_{ty}$. 将(3)式和(8)式代入(2)式中即可得到光场在第三层介质中的场分布.

3. 光自旋霍尔效应

线偏振光是由两束左右旋圆偏振光组成. 当一束线偏振光入射到空气与棱镜分界面时, 由于介质的折射率不均匀分布, 被分裂为两束沿相反方向的圆偏振光, 这种现象叫做光自旋霍尔效应^[2,3]. 电场强度的分布与坡印廷矢量成正比, 即 $I(x_a, y_a, z_a) \propto S_a \cdot e_{az}$, 其中坡印廷矢量 $S_a \propto \text{Re}[E_a^* \times H_a]$, 磁场表达式为 $H_a = -ik_a^{-1} \nabla \times E_a$, 因此, 在任意给定平面 $z_a = \text{const}$ 的情况下, 光束质心横移可以表示为

$$\Delta y_a = \frac{\iint y_a I(x_a, y_a, z_a) dx_a dy_a}{\iint I(x_a, y_a, z_a) dx_a dy_a}. \quad (9)$$

首先考虑入射场的横移, 将(4)式代入(9)式中, 可以得到

$$\Delta y_i = 0. \quad (10)$$

这个简单的结果表明: 对高斯光束来说, 入射场不存在横移. 接着考虑反射场的横移, 将反射场角谱^[11]代入(9)式中, 可以得到

$$\begin{aligned} \Delta y_r = & -\frac{1}{k_0} \frac{f_p f_s \cot\theta_i}{|r_p|^2 f_p^2 + |r_s|^2 f_s^2} \\ & \times [(|r_p|^2 + |r_s|^2) \sin\psi \\ & + 2|r_p||r_s| \sin(\psi - \varphi_p + \varphi_s)], \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $r_A = |r_A| \exp(i\varphi_A)$, $\alpha = f_p \in \text{Re}, \beta = f_s \exp(i\psi)$. Δy_r 表示反射场质心偏离 y_r 轴的微小距离, 即反射场横移. 这种偏移不同于 Goos-Hänchen 位移^[12,13], 也不同于描述消逝波发生全内反射的 Imbert-Fedorov 横移^[14,15].

最后考虑传输场的横移, 将传输场角谱^[11]代入(9)式中, 可以得到

$$\begin{aligned} \Delta y_t = & -\frac{1}{k_0} \frac{f_p f_s \cot\theta_i}{|t_p|^2 f_p^2 + |t_s|^2 f_s^2} \\ & \times [(|t_p|^2 + |t_s|^2) \sin\psi \\ & - 2\eta |t_p||t_s| \sin(\psi - \varphi_p + \varphi_s)], \end{aligned} \quad (12)$$

其中 $t_A = |t_A| \exp(i\varphi_A)$, $\rho_A = \text{Re}[\partial \ln t_A / \partial \theta_i]$, $\zeta_A = \text{Im}[\partial \ln t_A / \partial \theta_i]$, Δy_t 表示传输场质心偏离 y_t 轴的微小距离, 即传输场横移.

从(11), (12)式可以看出, 反射场和传输场的

横移与入射角 θ_i , 空气介质的厚度 d 以及折射率梯度等因素密切相关, 那么各个因素是如何影响反射场和传输场横移的呢? 在这些因素的影响下反射场和传输场横移有什么异同呢? 下面分别研究反射光场和传输光场中各个因素的变化与横移的关系.

图2描述的是光束经过折射率 $n_1 = 1.5, n_2 = 1, n_3 = 1.8$ 三层介质结构传输时, 改变空气介质的厚度 d , 反射场横移随入射角的变化关系示意图. 横轴表示入射角在 $0-90^\circ$ 的范围变化, 纵轴表示横移值对波长 λ 的归一化. 从图中我们可以看出 $\sigma = +1$ 时横移曲线都为负值, $\sigma = -1$ 时横移曲线都为正值, 因此我们讲横移的大小时往往说横移的绝对值. 改变偏振参量 σ 的符号, 我们发现横移发生改变, 在其他参数不变的情况下, 仅仅改变 σ 的正负号, 横移就会相应的发生反向, 但不改变横移的大小. 反射场横移随厚度的增加而增加, 但横移并不是无止境的增加, 当厚度增加到一定值时, 横移基本保持不变. 而且随着 d 的增大, 横移曲线开始出现振荡现象, d 越大时, 振荡现象更明显. 原因是在各个光线之间发生了共振. 从图中我们可以看到, 当入射角小于 20° 时, 横移很小, 几乎为零; 但随着入射角的增大, 横移变化越来越明显. 而且反射场中的横移曲线随入射角的变化不是单纯的递增或递减的关系, 而是存在一个拐点, 原因是光束在此入射角处发生了全反射. 当 $d = 0\lambda$, 即两层介质时

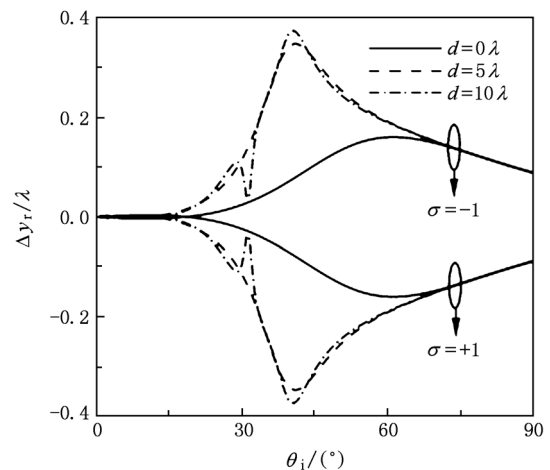


图2 反射场中改变空气介质的厚度对横移的影响(图中表示的是改变空气介质的厚度 d , 使得表征不同厚度的参量 d 取不同正值时横移随入射角 θ_i 的变化曲线, 图中实线表示 $d = 0\lambda$ 、短虚线表示 $d = 5\lambda$ 、点虚线表示 $d = 10\lambda$. 其中偏振参量 $\sigma = +1$ 表征的是左旋圆偏振光, 偏振参量 $\sigma = -1$ 表征的是右旋圆偏振光)

横移较小,随着 d 的增加,横移明显增大. 很明显,三层介质比两层介质更能增强霍尔效应.

图 3 描述的是光经过折射率 $n_1 = 1.5, n_2 = 1$ 与不同大小的折射率 n_3 介质传输时,反射场横移随入射角的变化关系示意图. 横轴表示入射角在 $0-90^\circ$ 的范围变化,纵轴表示横移值对波长 λ 的归一化. 从图中我们可以看出 $\sigma = +1$ 时横移曲线都为负值, $\sigma = -1$ 时横移曲线都为正值,两曲线是对称的,即发生等值反向. 同时我们可以看到反射场中的横移曲线随入射角的变化不是单纯的递增或递减的关系,而是存在一个拐点. 我们定义折射率梯度 $\Delta n = n_3 - n_1$,可以发现折射率梯度的变化改变了横移的大小. 同时,当入射角小于 10° 时,横移很小,几乎为零;但随着入射角的增大,横移变化越来越明显.

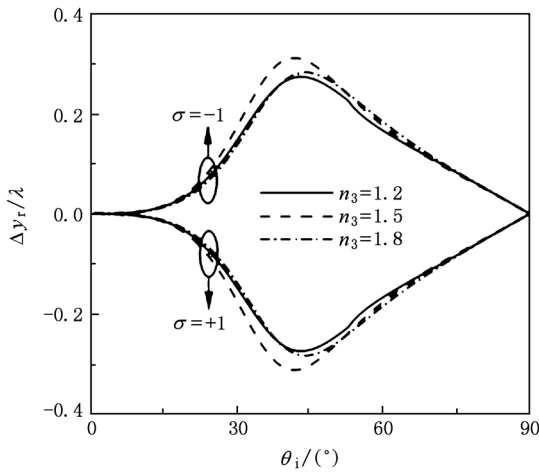


图 3 反射场中不同折射率梯度对横移的影响(其中 $n_1 = 1.5, n_2 = 1$,改变折射率梯度的大小,即改变 n_3 的大小,横移随入射角 θ_i 的变化曲线. 图中实线表示 $n_3 = 1.2$ 、短虚线表示 $n_3 = 1.5$ 、点虚线表示 $n_3 = 1.8$. 其中偏振参量 $\sigma = +1$ 表征的是左旋圆偏振光,偏振参量 $\sigma = -1$ 表征的是右旋圆偏振光)

图 4 描述的是光经过折射率 $n_1 = 1.5, n_2 = 1, n_3 = 1.8$ 三层介质结构传输时,改变空气介质的厚度 d ,传输场横移随入射角的变化关系示意图. 横轴表示入射角在 $0-90^\circ$ 的范围变化,纵轴表示横移值对波长 λ 的归一化. 从图中我们可以很明显的看出:当 $d = 0\lambda$,即两层介质时,左旋圆偏振光 $\sigma = +1$ 和右旋圆偏振光 $\sigma = -1$ 的横移曲线呈单调性,对称且分居两侧. 当 $d = 5\lambda$,即三层介质时,两条曲线发生交错现象. 当入射角 θ_i 在 $0-40^\circ$ 时,左旋圆偏振光横移为正,右旋圆偏振光横移为负;当入射角 θ_i 在 $40^\circ-70^\circ$ 时,左右旋圆偏振光的横移发生反向;

当入射角 θ_i 在 $70^\circ-90^\circ$ 时,左右旋圆偏振光的横移又发生反向,即左旋圆偏振光横移为正,右旋圆偏振光横移为负. 原因是随着空气介质厚度的增加,光束在其中经过多次反射,导致横移方向发生改变. 当 $d = 10\lambda$,曲线的变化趋势类似于 $d = 5\lambda$ 时的变化趋势,不过,随着厚度 d 的增大,横移曲线的振荡现象更明显. 原因是在各个光线之间发生了共振. 同时,当入射角 θ_i 在 $40^\circ-55^\circ$ 范围内时,三层介质的横移比两层介质大得多.

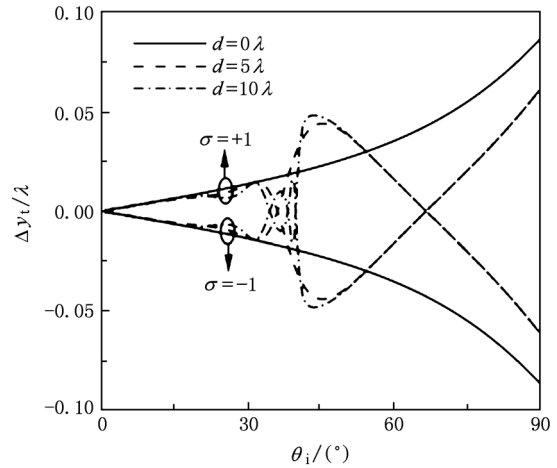


图 4 传输场中第二层介质的厚度 d 对横移的影响(图中表示的是改变第二层介质的厚度 d ,使得表征不同厚度的参量 d 取不同正值时横移随入射角 θ_i 的变化曲线,图中实线表示 $d = 0\lambda$ 、短虚线表示 $d = 5\lambda$ 、点虚线表示 $d = 10\lambda$. 偏振参量 $\sigma = +1$ 表征的是左旋圆偏振光,偏振参量 $\sigma = -1$ 表征的是右旋圆偏振光)

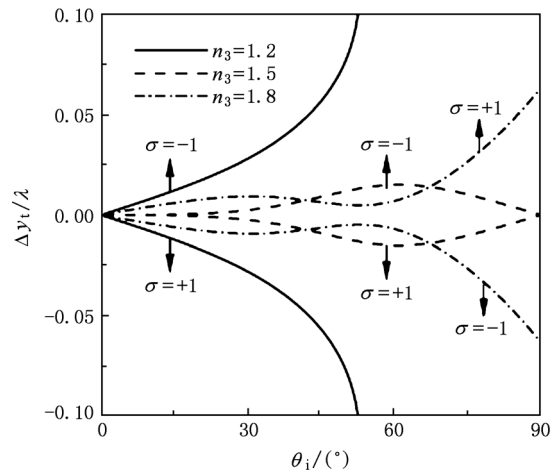


图 5 传输场中改变折射率梯度对霍尔效应的影响(其中 $n_1 = 1.5, n_2 = 1$,改变折射率梯度的大小,即改变 n_3 的大小,横移随入射角 θ_i 的变化曲线. 图中实线表示 $n_3 = 1.2$ 、短虚线表示 $n_3 = 1.5$ 、点虚线表示 $n_3 = 1.8$. 偏振参量 $\sigma = +1$ 表征的是左旋圆偏振光,偏振参量 $\sigma = -1$ 表征的是右旋圆偏振光)

图 5 描述的是光经过 $n_1 = 1.5, n_2 = 1$ 与不同大小的折射率 n_3 介质传输时, 传输场横移随入射角的变化关系示意图, 横轴表示入射角在 $0-90^\circ$ 的范围变化, 纵轴表示横移值对波长 λ 的归一化. 当折射率梯度为零, 即 $n_3 = 1.5$ 时, 左旋圆偏振光 $\sigma = +1$ 的横移为负, 右旋圆偏振光 $\sigma = -1$ 的横移为正; 当折射率梯度为正, 即 $n_3 = 1.8$ 时, 左旋圆偏振光 $\sigma = +1$ 的横移为正, 右旋圆偏振光 $\sigma = -1$ 的横移为负; 当折射率梯度为负, 即 $n_3 = 1.2$ 时, 左旋圆偏振光 $\sigma = +1$ 的横移为负, 右旋圆偏振光 $\sigma = -1$ 的横移为正. 可见, 两条曲线始终是对称的, 而且左右旋圆偏振光的横移方向依赖于折射率梯度的方向. 同时, 从图 5 可以看到, 当折射率梯度为负, 即 $n_3 = 1.2$ 时, 光束在 $\theta_i = 53^\circ$ 处左右发生全反射, 因而在 $\theta_i > 53^\circ$ 时, 传输场的横移消失.

在光自旋霍尔效应中, 折射率梯度起着至关重要的作用, 它扮演着电势梯度的角色. 因此, 我们有必要研究折射率梯度对霍尔效应的影响. 首先考虑光束从低折射率介质入射到高折射率介质时的横移分布, 如图 6 所示. 在反射场中传输时, 左旋圆偏振光束 $\sigma = +1$ 的横移为负, 而右旋圆偏振光束 $\sigma = -1$ 的横移为正, 如图 6(a), (b) 所示; 与反射场相比, 我们很容易发现传输场中相应的横移发生反向, 如图 6(c), (d) 所示. 反向的横移意味着光自旋霍尔效应也发生反向. 而且可以发现, 反射场中的横移大小比传输场要大得多. 对于左旋圆偏振光束 $\sigma = +1$, 反射场中横移为负, 传输场中横移为正, 如图 6(a), (c) 所示; 而对于右旋圆偏振光束 $\sigma = -1$, 其相应的横移正好与左旋圆偏振光束发生等值反向, 如图 6(b), (d) 所示.

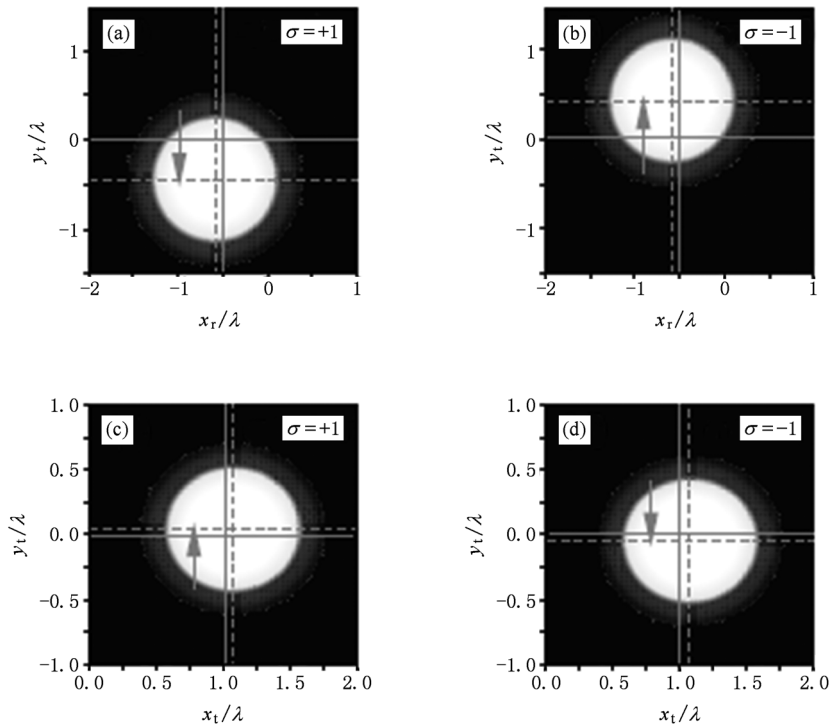


图 6 光束从低折射率 $n_1 = 1.5$ 到高折射率 $n_3 = 1.8$ 界面传输时, 自旋霍尔效应引起的质心横移分布图 (a), (b) 分别表示反射场中, 偏振态为 $\sigma = +1$ 和 $\sigma = -1$ 时的光束质心横移分布图; (c), (d) 分别表示传输场中, 偏振态为 $\sigma = +1$ 和 $\sigma = -1$ 时的光束质心横移分布图. 其中, 光束的入射角 $\theta_i = \pi/6$, 第二层介质即空气的折射率 $n_2 = 1$, 厚度 $d = 1\lambda$

接着考虑光束从高折射率介质入射到低折射率介质时的横移分布, 如图 7 所示. 在反射场中传输时, 左旋圆偏振光束 $\sigma = +1$ 的横移为负, 而右旋圆偏振光束 $\sigma = -1$ 的横移为正, 如图 7(a), (b) 所示; 与反射场相比, 我们很容易发现传输场

中相应的横移方向并未发生改变, 如图 7(c), (d) 所示. 而且可以发现, 反射场中的横移大小比传输场要大. 对于左旋圆偏振光束 $\sigma = +1$, 反射场和传输场中的横移方向相同, 均为负, 如图 7(a), (c) 所示; 而对于右旋圆偏振光束 $\sigma = -1$, 其相应

的横移正好与左旋圆偏振光束发生等值反向,如图 7(b),(d)所示. 结合图 6、图 7 可以发现,反射

场与传输场的横移方向取决于两棱镜间的折射率梯度.

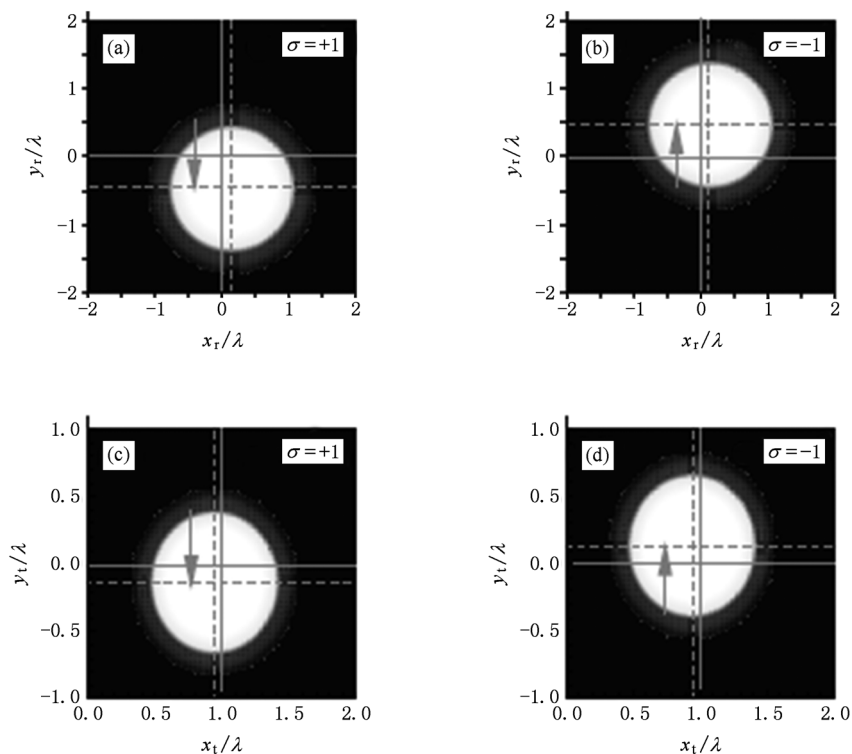


图 7 光束从高折射率 $n_1 = 1.5$ 到低折射率 $n_3 = 1.2$ 界面传输时,自旋霍尔效应引起的质心横移分布图 (a),(b)分别表示反射场中,偏振态为 $\sigma = +1$ 和 $\sigma = -1$ 时的光束质心横移分布图;(c),(d)分别表示传输场中,偏振态为 $\sigma = +1$ 和 $\sigma = -1$ 时的光束质心横移分布图. 其他参数同图 6 中所示

随着近年来出现的一种折射率为负值的新型材料即左手材料 (Left-handed materials (LHMS))^[16-18],负折射率^[18]、近零折射率^[19]和超高折射率^[20]都已成功实现,因此,大大拓展了折射率梯度的变化范围,为调控和增强光自旋霍尔效应提供了可能性. 光自旋霍尔效应的测量要求很高的精确灵敏度,然而在凝聚态物理学^[21,22]和高能量物理学^[23,24]中直接测量自旋霍尔效应仍然是一个很大的挑战. 由于凝聚态物理、高能量物理和光学的高度相似性,光自旋霍尔效应为物理系统的多样性提供了间接的证据^[4]. 同时,将光自旋霍尔效应引入纳米光学领域,为开创新型光子器件提供了可能性.

4. 结 论

从平面角谱理论出发,建立光束在棱镜-空气-

棱镜结构中的传输模型,结合反射光场与传输光场的理论知识,本文研究了影响光自旋霍尔效应的几个重要因素:空气介质的厚度、折射率梯度和入射角. 通过对横移的计算,我们给出了上述因素与横移变化的定性关系. 通过分析发现空气介质的厚度对横移影响很大. 当空气介质的厚度为零,即两层介质时,发现横移很小,不超过 70 nm,这与 Hosten 和 Kwiat 的实验结果符合;增加空气介质的厚度,横移明显增大,最大可达到将近 250 nm,可见光束通过三层介质能明显的增强光自旋霍尔效应. 对某一特定的圆偏振光束,改变两棱镜之间的折射率梯度可以调控横移,其横移方向主要取决于两棱镜间的折射率梯度. 同时,入射角的改变也能调控和增强光自旋霍尔效应. 因此,研究多层介质中光自旋霍尔效应横移的影响因素为调控和增强光自旋霍尔效应提供了理论依据.

- [1] Kato Y K, Myers R C A C 2004 *Science* **306** 1910
- [2] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 083901
- [3] Bliokh K Y, Bliokh Y P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073903
- [4] Bliokh K Y, Niv A, Kleiner V, Hasman E 2008 *Nature Photonics* **2** 748
- [5] Hosten O, Kwiat P 2008 *Science* **319** 787
- [6] Luo H L, Shu W X, Li F, Ren Z Z 2007 *Phys. Rev. E* **75** 026601
- [7] Luo H L, Ren Z Z, Shu W X, Wen S C 2008 *Phys. Rev. A* **77** 023812
- [8] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Tang Z X, Zou Y H, Fan D Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033805
- [9] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Tang Z X, Zou Y H, Fan D Y 2009 *Phys. Rev. A* **80** 043810
- [10] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Fan D Y 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053826
- [11] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Fan D Y 2010 *Phys. Rev. A* **82** 043825
- [12] Jiang Y Y, Zhang Y Q, Shi H Y, Hou C F, Sun X D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 798 (in Chinese) [姜永远、张永强、时红艳、侯春风、孙秀冬 2007 物理学报 **56** 798]
- [13] Goos F, Hänchen H 1947 *Ann. Phys.* **436** 333
- [14] Fedorov F I 1955 *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **105** 465
- [15] Imbert C 1972 *Phys. Rev. D* **5** 787
- [16] Zhou J H, Liu H Y, Luo H L, Wen S C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7729 (in Chinese) [周建华、刘虹遥、罗海陆、文双春 2008 物理学报 **57** 7729]
- [17] Liu H Y, Lv Q, Luo H L, Wen S C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 256 (in Chinese) [刘虹遥、吕强、罗海陆、文双春 2010 物理学报 **59** 256]
- [18] Zheng Q, Zhao X P, Fu Q H, Zhao Q, Kang L, Li M M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5683 (in Chinese) [郑晴、赵晓鹏、付全红、赵乾、康雷、李明明 2005 物理学报 **54** 5683]
- [19] Edwards B, Alu A, Young M E, Silveirinha M, Engheta N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 033903
- [20] Shin J, Shen J T, Fan S H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 093903
- [21] Murakami S, Nagaosa N, Zhang S C 2003 *Science* **301** 1348
- [22] Wunderlich J, Kaestner B, Sinova J, Jungwirth T 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 047204
- [23] Bérard A, Mohrbach H 2006 *Phys. Lett.* **352** 190
- [24] Gosselin P, Bérard A, Mohrbach H 2007 *Phys. Rev.* **75** 084035

Spin Hall effect of light in a multilayer-medium structure*

Ma Juan Luo Hai-Lu[†] Wen Shuang-Chun

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

(Received 11 October 2010; revised manuscript received 9 November 2010)

Abstract

In this paper, we study the spin Hall effect (SHE) of light in a multilayer-medium. By taking three-layer medium for example, the three-dimensional transmission model of beams passing through a prim-air-prim barrier is build. The various factors in SHE of light, such as thickness of the air gap, refractive index gradient, and incidence angle are investigated. For a certain circularly polarized component, the transverse shift can be modulated by Changing the refractive index gradient associated with the two prisms: whether the transverse shift of reflection and transmission fields is positive or negative depends on the refractive index gradient. Compared with the SHE in the two-layer medium, the SHE in the Gaussian beam refraction can be evidently enhanced via three-layer medium. Based on the theory of SHE of light, the theoretical basis for regulating and enhancing optical spin Hall effect is obtained.

Keywords: spin Hall effect of light, traverse shift, refractive index gradient

PACS: 42.55.-p, 42.79.-e, 41.20.Jb

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10804029, 10974049), the China Postdoctoral Special Science Foundation (Grant No. 200902469), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 20080431018).

[†] Corresponding author. E-mail: hailulu@hnu.edu.cn