

利用轨道角动量操控光子自旋霍尔效应中的非对称自旋分裂

张 进 罗朝明 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 基于平面波角谱理论研究了利用轨道角动量操控光子自旋霍尔效应中的非对称分裂。以光束在空气-玻璃界面反射为例,建立了描述涡旋光束的光子自旋霍尔效应的传输模型,发现左旋和右旋圆偏振分量的横向位移是关于入射面不对称的,其中两个自旋分量位移的大小和方向是由涡旋光束的拓扑荷数所决定。轨道角动量诱导的非对称分裂可以看成是两自旋分量相对于入射面的整体偏移,这个轨道偏移本质上可以看成是线偏振涡旋光束的伊姆伯特费多罗夫(Imbert-Fedorov)效应。这些现象的物理机制归结于界面处的自旋-轨道相互作用和轨道-轨道转换,且与高斯光束所对应的对称分裂略有不同。研究结果表明轨道角动量为操控光子自旋霍尔效应提供了一个可选择的自由度。

关键词 光电子学;光子自旋霍尔效应;自旋相关分裂;轨道角动量

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.1126002

Steering Asymmetric Spin Splitting in Photonic Spin Hall Effect by Orbital Angular Momentum

Zhang Jin Luo Zhaoming Luo Hailu Wen Shuangchun

(Key Laboratory for Micro/Nano Opto-Electronic Devices of Ministry of Education,

College of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

Abstract Based on the angular spectrum theory of plane wave, the orbital angular momentum steer asymmetric splitting in photonic spin Hall effect (SHE) is studied. Taking the beam reflection at an air-glass interface for example, a propagation model describing the SHE of vortex beam is established, which clearly shows that the transverse displacements of left-handed and right-handed circular polarization components are asymmetric with regard to the incident plane. Particularly, the displacement magnitudes and directions of the two spin components are significantly affected by the topological charge of vortex beam. The asymmetric splitting is steered by orbital angular momentum which can be regarded as integral transverse shifts of two spin components for the incident plane. The integral transverse shifts correspond to Imbert-Fedorov effects of linear polarization vortex beam. The physics nature of these phenomenon are attributable to the spin-orbit interaction and orbit-orbit conversion at the interface, and this is little different from its symmetric counterpart for Gauss beams. The results suggest that the orbital angular momentum of light provides an alternative degree of freedom for tuning the photonic SHE.

Key words optoelectronics; photonic spin Hall effect; spin-dependent splitting; orbital angular momentum

OCIS codes 240.3695; 260.5430; 350.5500

1 引 言

光子自旋霍尔效应类似于在电子系统中的自旋霍尔效应,其中光子扮演电子的角色,而折射率梯度则起到了外场的作用。它表现为由左旋和右旋圆偏

振光叠加组成的线偏振光产生自旋相关的分裂,其方向垂直于入射面。在 2004 年,Onoda 等^[1]首次在理论上提出光子自旋霍尔效应。随后,Bliokh 等^[2]进行了详细分析,认为光子自旋霍尔效应是由光的

收稿日期: 2013-05-07; **收到修改稿日期**: 2013-06-25

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金(61205126)、中央高校基本科研专项优秀青年人才培养基金(531107040357)、湖南省自然科学基金(12JJ7005)

作者简介: 张 进(1981—),男,博士研究生,主要从事光束传输和控制等方面的研究。E-mail: zhangjin320@126.com

导师简介: 文双春(1966—),男,博士,教授,主要从事信息光子学的基础理论和应用等方面的研究。

E-mail: scwen@hnu.edu.cn(通信联系人)

自旋-轨道相互作用所导致的。在 2008 年,利用弱测量方法,Hosten 等^[3]首先测量了折射光线的横向位移并发展了利用自旋-轨道相互作用理论来描述光子自旋霍尔效应。近年来,在不同的物理系统中光子自旋霍尔效应已被广泛研究,如高能物理^[4]、表面等离子体^[5]、半导体材料^[6]和光学系统^[7~12]等。这些由光子自旋霍尔效应所导致的自旋分裂现象显示出了相对于入射面的对称行为。

通常来说,光子自旋霍尔效应中的横向自旋分裂源于光在空气-玻璃界面反射或折射中的自旋-轨道相互作用。为了满足角动量守恒定律,反射和折射光束必须提供外在的轨道角动量,从而导致与自旋相关的横向位移。对于一束线偏振入射光,角动量守恒定律表现为光束的左右圆偏振分量发生对称分裂。光束重心位移的产生条件及其影响因素已有较多的研究^[13~15],对于涡旋光束,由于它携带内禀的轨道角动量^[16],因此光束在界面处会不可避免地发生内在与外在的轨道角动量转换和轨道-轨道相互作用^[17]。在这种情况下,轨道-轨道相互作用是和自旋无关的,那么就可能导致非对称的自旋分裂。这就有必要研究自旋-轨道相互作用和轨道-轨道转换共同导致的光子自旋霍尔效应。

本文研究了涡旋光束在空气-玻璃界面反射时的非对称自旋分裂现象,并阐述了发生这种现象的物理原因。首先建立了涡旋光束矢量场的傍轴传输模型。发现光束重心的横向位移是由左右圆偏振分量的对称横移和轨道偏移组成。同时讨论了非对称自旋分裂是由自旋-轨道相互作用和轨道-轨道相互转换共同引起的,并且认为非对称分裂的物理本质是自旋不相关的轨道-轨道转换所引起的光束整体偏移。

2 涡旋光束矢量场模型

为了揭示轨道角动量导致的非对称自旋分裂,建立了涡旋光束在空气-玻璃界面反射时的傍轴传输模型。如图 1 所示,两个坐标系 x_i, y_i, z_i 和 x_r, y_r, z_r 分别表示入射和反射坐标系。入射和反射光束分别具有逆时针旋转和顺时针旋转的波前。 δ_+ 和 δ_- 分别表示左,右旋圆偏振光的横移。 $|\delta_+| = |\delta_-|$ 表示对称的自旋分裂, $|\delta_+| \neq |\delta_-|$ 表示非对称自旋分裂。入射角谱的矢量表达式为

$$\tilde{\mathbf{E}}_i(k_{x_i}, k_{y_i}) = \frac{C_l \omega_0}{2} \exp\left[-\frac{\omega_0^2(k_{x_i}^2 + k_{y_i}^2)}{4}\right] \times \left[\frac{\omega_0(-ik_{x_i} + \text{sgn}[l]k_{y_i})}{\sqrt{2}}\right]^{[l]}, \quad (1)$$

式中 k_{x_i}, k_{y_i} 分别表示 x, y 方向的波矢分量, $\tilde{\mathbf{E}}_i(k_{x_i}, k_{y_i})$ 为入射光束的角谱, ω_0 为束腰半径, $C_l = \sqrt{2/(\pi|l|!)}$ 为归一化常数, l 为拓扑荷数,sgn 为符号常数。以下模拟计算参数为:光束波长 $\lambda =$

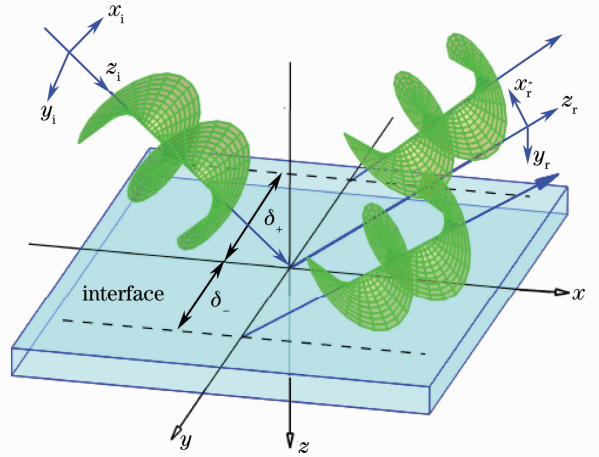


图 1 反射界面处涡旋光束(拓扑荷数 $l=1$)螺旋波前的示意图

Fig. 1 Schematic illustration of the helical wave front of vortex beam at refractive interface (to pological charge $l=1$)

632.8 nm、束腰半径 $\omega_0 = 18.66 \mu\text{m}$ 、玻璃的折射率 $n=1.515$ 。

利用坐标系变换,得到反射场在 x_r, y_r, z_r 坐标系下的角谱关系式^[9]:

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_r^H \\ \tilde{\mathbf{E}}_r^V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_p & \frac{k_{y_r}(r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} \\ -\frac{k_{y_r}(r_p + r_s) \cot \theta_i}{k_0} & r_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_i^H \\ \tilde{\mathbf{E}}_i^V \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中 $\tilde{\mathbf{E}}_i, \tilde{\mathbf{E}}_r$ 分别表示入射和反射角谱, θ_i 为入射角, r_p 和 r_s 分别表示水平(H)和垂直(V)偏振的菲涅耳反射系数。这里同时考虑边界条件,入射场和反射场角谱分量满足: $k_{x_r} = -k_{x_i}, k_{y_r} = k_{y_i}$ 。由平面波角谱理论可知,涡旋光束可以看成是沿不同方向传播的平面波叠加求和,但是在傍轴近似前提下,不同平面波之间波矢方向相差较小,也就是说每个人射角谱不同,相应的反射系数也不一样。于是将菲涅耳反射系数 r_p 和 r_s 在 $k_{x_i} = 0$ 处作泰勒展开并取一阶近似:

$$r_{p,s}(k_{x_i}) = r_{p,s}(k_{x_i} = 0) \left[1 + \frac{k_{x_i}}{k_0} \frac{\partial \ln r_{p,s}(k_{x_i})}{\partial \theta_i} \right]. \quad (3)$$

众所周知,任意线偏振光由水平偏振和垂直偏

振分量叠加组成。用琼斯矩阵来描述线偏振光的两偏振态分量：

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}}_r^H = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{\mathbf{E}}_{r+} + \tilde{\mathbf{E}}_{r-}), \\ \tilde{\mathbf{E}}_r^V = \frac{1}{\sqrt{2}}i(\tilde{\mathbf{E}}_{r-} - \tilde{\mathbf{E}}_{r+}), \end{cases} \quad (4)$$

式中 $\tilde{\mathbf{E}}_{r+} = (\mathbf{e}_{xr} + i\mathbf{e}_{yr})\tilde{\mathbf{E}}_r/\sqrt{2}$ 和 $\tilde{\mathbf{E}}_{r-} = (\mathbf{e}_{xr} - i\mathbf{e}_{yr})\tilde{\mathbf{E}}_r/\sqrt{2}$ 分别表示左旋和右旋圆偏振分量(+和-号分别表示左旋和右旋)。由(2)~(4)式,可以得到水平和垂直偏振分量的反射角谱矢量表达式：

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}}_{r\pm}^H = \frac{1}{2} \left[r_p \left(1 - \frac{k_{xr}}{k_0} \frac{\partial \ln r_p}{\partial \theta_i} \right) \pm \frac{ik_{yr}}{k_0} (r_p + r_s) \cot \theta_i \right] (\mathbf{e}_{xr} \pm i\mathbf{e}_{yr}) \tilde{\mathbf{E}}_r, \\ \tilde{\mathbf{E}}_{r\pm}^V = \frac{1}{2} \left[\frac{k_{yr}}{k_0} (r_p + r_s) \cot \theta_i \mp ir_s \left(1 - \frac{k_{xr}}{k_0} \frac{\partial \ln r_s}{\partial \theta_i} \right) \right] (\mathbf{e}_{xr} \pm i\mathbf{e}_{yr}) \tilde{\mathbf{E}}_r, \end{cases} \quad (5)$$

其中,由入射角谱和边界条件得到：

$$\tilde{\mathbf{E}}_r(k_{xr}, k_{yr}) = \frac{C_l \omega_0}{2} \exp \left[-\frac{\omega_0^2 (k_{xr}^2 + k_{yr}^2)}{4} \right] \left[\frac{\omega_0 (ik_{xr} + \text{sgn}[l]k_{yr})}{\sqrt{2}} \right]^{\lfloor l \rfloor}. \quad (6)$$

利用傅里叶逆变换可以得到(反射面在 $z_r=0$ 处)反射场的空间表述：

$$\mathbf{E}_r(x_r, y_r, z_r) = \int \tilde{\mathbf{E}}_r(k_{xr}, k_{yr}) \exp[i(k_{xr}x_r + k_{yr}y_r + k_{zr}z_r)] dk_{xr} dk_{yr}, \quad (7)$$

式中 $\mathbf{E}_r(k_{xr}, k_{yr})$ 表示频率域的反射场, $k_{zr} = \sqrt{k_0^2 - (k_{xr}^2 + k_{yr}^2)}$, 对 k_{zr} 作泰勒展开,再傍轴近似下保留前两项： $k_{zr} = k_0 - (k_{xr}^2 + k_{yr}^2)/(2k_0)$ 。合并(5)~(7)式,忽略 $\exp[ik_0 z_r]$, 得到反射场两偏振分量的积分表达式：

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}_{r\pm}^H &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} \left[r_p \left(1 - \frac{k_{xr}}{k_0} \frac{\partial \ln r_p}{\partial \theta_i} \right) \pm \frac{ik_{yr}}{k_0} \cot \theta_i (r_p + r_s) \right] \times \\ &\frac{C_l \omega_0}{2} \exp \left[-\frac{\omega_0^2 (k_{xr}^2 + k_{yr}^2)}{4} \right] \left[\frac{\omega_0 (ik_{xr} + \text{sgn}[l]k_{yr})}{\sqrt{2}} \right]^{\lfloor l \rfloor} \exp \left[i \left(k_{xr}x_r + k_{yr}y_r - \frac{k_{xr}^2 + k_{yr}^2}{2k_0} z_r \right) \right] dk_{xr} dk_{yr}, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}_{r\pm}^V &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} \left[\frac{k_{yr}}{k_0} \cot \theta_i (r_p + r_s) \mp ir_s \left(1 - \frac{k_{xr}}{k_0} \frac{\partial \ln r_s}{\partial \theta_i} \right) \right] \times \\ &\frac{C_l \omega_0}{2} \exp \left[-\frac{\omega_0^2 (k_{xr}^2 + k_{yr}^2)}{4} \right] \left[\frac{\omega_0 (ik_{xr} + \text{sgn}[l]k_{yr})}{\sqrt{2}} \right]^{\lfloor l \rfloor} \exp \left[i \left(k_{xr}x_r + k_{yr}y_r - \frac{k_{xr}^2 + k_{yr}^2}{2k_0} z_r \right) \right] dk_{xr} dk_{yr}. \quad (9) \end{aligned}$$

(8)式和(9)式即为涡旋光束在空气-玻璃界面反射的矢量场模型。

$$\delta_{\pm}^{H,V} = \frac{\iint y_r I_{\pm}^{H,V}(x_r, y_r, z_r) dx_r dy_r}{\iint I_{\pm}^{H,V}(x_r, y_r, z_r) dx_r dy_r}, \quad (10)$$

3 光子自旋霍尔效应中的非对称自旋分裂

接下来分析光束重心的非对称自旋分裂。在任意平面 z_r 为常数,光束重心的横移表达式如下：

式中 $I_{\pm}^{H,V}(x_r, y_r, z_r)$ 表示两偏振分量的强度分布。为了得到特别的光束重心的横移表达式,把(8)式和(9)式代入(10)式可得：

$$\delta_{\pm}^H = \frac{\mp \frac{\cot \theta_i}{k_0} \left(1 + \frac{r_s}{r_p} \right) - \frac{l}{k_0} \frac{\partial \ln r_p}{\partial \theta_i}}{1 + \frac{(|l|+1)\theta_0^2}{4} \left[1 + \left(1 + \frac{r_s}{r_p} \right)^2 \cot^2 \theta_i + \left(\frac{\partial \ln r_p}{\partial \theta_i} \right)^2 \right]}, \quad (11)$$

$$\delta_{\pm}^V = \mp \frac{\cot \theta_i}{k_0} \left(1 + \frac{r_p}{r_s} \right) - \frac{l}{k_0} \frac{\partial \ln r_s}{\partial \theta_i}, \quad (12)$$

式中 $\theta_0 = \lambda/(\pi\omega_0)$ 为光束的发散角 θ_0 。注意到横移(11)式和(12)式和以前文献[3, 18]所报道的有所不同,这是由于入射涡旋光束携带了轨道角动量所导致的,后面会详细解释其意义。

接下来具体分析横向位移与涡旋光束拓扑荷数和菲涅耳系数之间的关系。特别要指出的是,左旋和右旋分量位移的大小和方向将由涡旋光束的拓扑荷数所决定。当 $l=0$ 时,自旋分裂是对称的,也就是说位移方向是关于入射面对称。随着拓扑荷数的绝对值增大,这种对称性将被打破,且两个自旋分量的非对称位移有相似的变化趋势。在水平偏振情况

下,如图 2(a)所示,当入射角在布儒斯特角附近,自旋分裂的位移较大,这些都归因于 r_s/r_p 比值较大^[18]。在垂直偏振的情况下,随着入射角的增大,不同的拓扑荷数的自旋分裂的位移相对于入射面发生整体偏移,如图 2(b)所示。图 2 说明轨道角动量导致的轨道偏移对自旋分裂产生的横移影响很大。

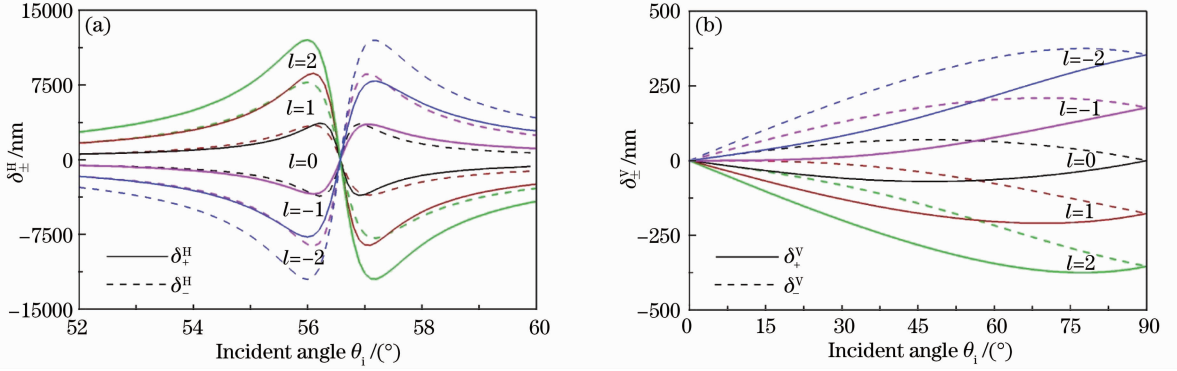


图 2 在(a)水平和(b)垂直偏振情况下,拓扑荷数导致的非对称自旋分裂示意图

Fig. 2 Asymmetric spin splitting with orbital angular momentum in the case of (a) horizontal and (b) vertical polarization

为了清楚地描述这个有趣的不对称分裂现象,模拟入射角 $\theta_i=60^\circ$ 时反射光的强度分布,如图 3 所示。这里仅仅考虑水平偏振光入射(垂直偏振入射的情况这里不作具体讨论),反射光束强度分布通过(8)式获得。可以看到涡旋光束的强度分布呈现出非对称性,这是由于实际的涡旋光束包含一个有限

范围的入射角谱成分,对于位于此入射角附近的角谱分量由于反射系数 r_p 趋于零,其对应的反射光场会部分消失,此为正交偏振效应^[19]。图 3(a)~(e)和图 3(f)~(j)分别对应在不同的拓扑荷数下左右两个自旋偏振态的强度分布情况。这里为了使横移量表现地更明显,把它放大两倍。绿色实线表示几

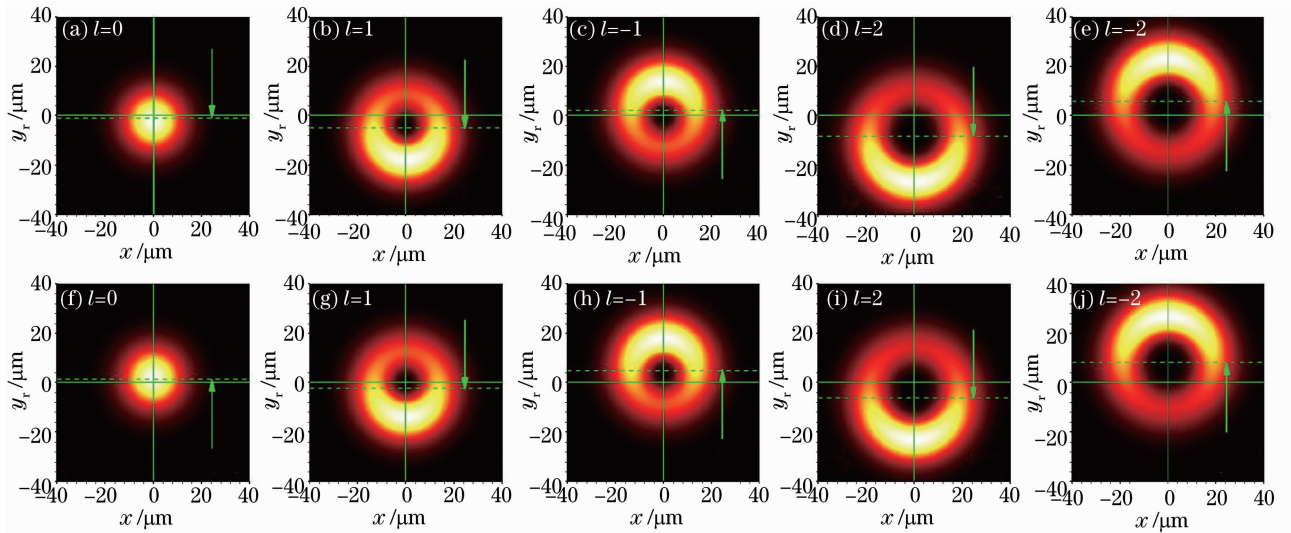


图 3 对于水平偏振入射,在反射中的拓扑荷数相关的对称和非对称自旋分裂。(a)~(e)左旋圆偏振光分量;(f)~(j)右旋圆偏振光分量

Fig. 3 Symmetric and asymmetric spin splitting in reflection for horizontal polarization incident beams with different topological charges. (a) ~ (e) Left-handed circular polarization component; (f) ~ (j) right-handed circular polarization component

何参考中心,绿色虚线表示光束重心位置。其中反射场的强度分布中显示的位移幅值和方向与图 2(a)是一致的。可以看到随着拓扑荷数的绝对值的增加,非对称分裂现象将变得更加明显。

再细致分析光束重心的横移表达式(11)式和(12)式,第一项表示左、右圆偏振的自旋分裂,第二项表示轨道偏移。可以看出涡旋光束的重心横移与拓扑荷数和偏振态是有关的^[20]。当 $l=0$ 时,公式只有第一项,就退化为高斯光束的自旋霍尔效应,横

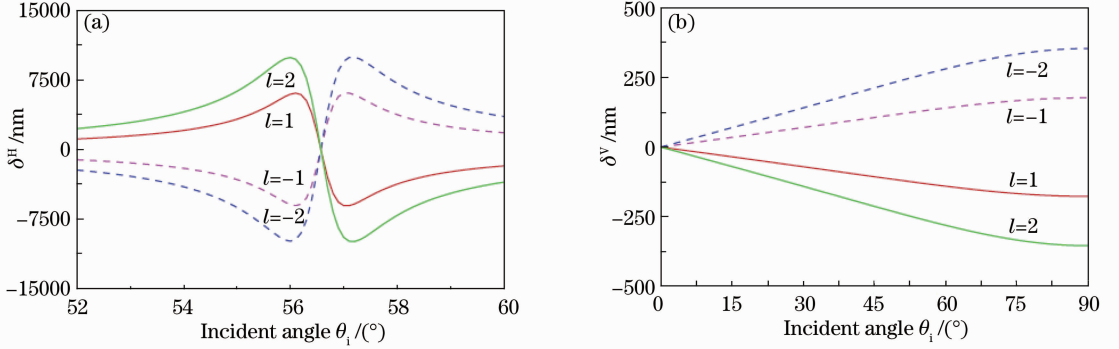


图 4 在(a)水平和(b)垂直偏振情况下,轨道角动量导致的线偏振光束的伊姆伯特费多罗夫位移示意图

Fig. 4 Imbert-Fedorov shifts of linearly polarized light with orbital angular momentum in the case of (a) horizontal and (b) vertical polarization

4 非对称自旋分裂的物理原因

在这里着重考虑角动量的转换规律,用来解释轨道角动量所导致的非对称自旋分裂的内在物理原因。角动量转换表达式 $J^{H,V} = -k \sin \theta_i \delta_{\pm}^{H,V}$ ^[23-24],

能被分成两部分 $J^{H,V} = J_{\text{SAM}}^{H,V} + J_{\text{IOAM}}^{H,V}$ 。代入横移(11)式和(12)式,可以分别得到水平和垂直偏振两分量的角动量转换表达式:

$$J_{\text{SAM}}^H = -k_0 \sin \theta_i \left[\mp \frac{\cot \theta_i}{k_0} \left(1 + \frac{r_s}{r_p} \right) \right] = \pm \cos \theta_i \left(1 + \frac{r_s}{r_p} \right), \quad (13)$$

$$J_{\text{IOAM}}^H = -k_0 \sin \theta_i \left(-\frac{l}{k_0} \frac{\partial \ln r_p}{\partial \theta_i} \right) = l \sin \theta_i \frac{\partial \ln r_p}{\partial \theta_i}, \quad (14)$$

$$J_{\text{SAM}}^V = -k_0 \sin \theta_i \left[\mp \frac{\cot \theta_i}{k_0} \left(1 + \frac{r_p}{r_s} \right) \right] = \pm \cos \theta_i \left(1 + \frac{r_p}{r_s} \right), \quad (15)$$

$$J_{\text{IOAM}}^V = -k_0 \sin \theta_i \left(-\frac{l}{k_0} \frac{\partial \ln r_s}{\partial \theta_i} \right) = l \sin \theta_i \frac{\partial \ln r_s}{\partial \theta_i}, \quad (16)$$

式中 $J_{\text{SAM}}^{H,V}$ 和 $J_{\text{IOAM}}^{H,V}$ 分别表示自旋角动量(SAM)与外在轨道角动量转换和内禀轨道角动量(IOAM)与外在轨道角动量转换。

从(13)~(16)式可以看出,无论是水平偏振光还是垂直偏振光,自旋-轨道相互作用是自旋相关的,而轨道-轨道相互作用是自旋不相关的。其对应所导致的结果就是自旋-轨道转换直接诱导对称的自旋分裂,而轨道-轨道转换直接诱导整体横向偏

移,综合作用就是关于入射面的非对称自旋分裂。此分裂所导致的横移由两类组成:两个自旋分量关于入射面的对称横移,再加上光束整体偏移。这个整体偏移就是线偏振涡旋光束的 Imbert-Fedorov 位移。其实仍然是左右圆偏振光的对称分裂,只是轨道角动量导致了线偏振涡旋光束发生了整体的偏移,且轨道角动量决定了光束重心偏移的方向和强弱。从角动量守恒定律角度来看,随着拓扑荷数绝

对值的增加,光束整体偏移现象更明显。

5 结 论

研究了涡旋光束在空气-玻璃界面反射时光子自旋霍尔效应的非对称自旋分裂。发现光束重心的横向位移是由两个圆偏振自旋分量的对称横移和轨道偏移组成。讨论了由自旋-轨道相互作用和轨道-轨道相互转换共同引起的非对称自旋分裂,且认为非对称分裂的物理本质归结于涡旋光束反射时,自旋不相关的轨道-轨道转换所导致的光束整体偏移。随着拓扑荷数绝对值的增加,这种光束整体偏移现象将变得更加明显。研究结果表明利用涡旋光束的轨道角动量操控光子自旋霍尔效应将成为可能。

参 考 文 献

- 1 M Onoda, S Murakami, N Nagaosa. Hall effect of light [J]. *Phys Rev Lett*, 2004, 93(8): 083901.
- 2 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): 073903.
- 3 O Hosen, P Kwiat. Observation of the spin hall effect of light via weak measurements [J]. *Science*, 2008, 319(5864): 787-790.
- 4 P Gosselin, A B'erard, H Mohrbach. Spin hall effect of photons in a static gravitational field [J]. *Phys Rev D*, 2007, 75(8): 084035.
- 5 Y Gorodetski, A Niv, V Kleiner, *et al.*. Observation of the spin-based plasmonic effect in nanoscale structures [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(4): 043903.
- 6 J M Menard, A E Mattacchione, H M van Driel, *et al.*. Ultrafast optical imaging of the spin Hall effect of light in semiconductors [J]. *Phys Rev B*, 2010, 82(4): 045303.
- 7 D Haefner, S Sukhov, A Dogariu. Spin hall effect of light in spherical geometry [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 102(12): 123903.
- 8 A N Lindlein, C Marquardt, G Leuchs. Transverse angular momentum and geometric spin hall effect of light [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, 103(10): 100401.
- 9 H L Luo, X H Ling, X X Zhou, *et al.*. Enhancing or suppressing the spin hall effect of light in layered nanostructures [J]. *Phys Rev A*, 2011, 84(3): 033801.
- 10 H L Wang, X D Zhang. Unusual spin hall effect of a light beam in chiral metamaterials [J]. *Phys Rev A*, 2011, 83(5): 053820.
- 11 Y Qin, Y Li, X B Feng, *et al.*. Observation of the in-plane spin separation of light [J]. *Opt Express*, 2011, 19(10): 9636-9645.
- 12 X X Zhou, Z C Xiao, H L Luo, *et al.*. Experimental observation of the spin hall effect of light on a nanometal film via weak measurements [J]. *Phys Rev A*, 2012, 85(4): 043809.
- 13 Zhou Huiling, Chen Xi, Li Chunfang. Lateral and transverse shift of arbitrarily polarized beam in total internal reflection [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, 26(12): 1852-1856.
周惠玲, 陈 玺, 李春芳. 任意偏振态光束全反射时的侧向和横向位移[J]. *光学学报*, 2006, 26(12): 1852-1856.
- 14 Li Hanxing, Yang Shuangyan. Spin Hall effect of cylindrical vector beams in the transmission [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(10): 1026001.
李寒星, 杨双燕. 柱矢量光束在透射时的自旋霍尔效应[J]. *光学学报*, 2011, 31(10): 1026001.
- 15 Yin Hongfang, Luo Hailu, Wen Shuangchun. Study on influencing factors of transverse shift in spin hall effect of light [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(3): 0326002.
尹红芳, 罗海陆, 文双春. 光自旋霍尔效应中横移的影响因素研究[J]. *光学学报*, 2011, 31(3): 0326002.
- 16 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.
- 17 Z C Xiao, H L Luo, S C Wen. Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts of vortex beams at air-left-handed-material interfaces [J]. *Phys Rev A*, 2012, 85(5): 053822.
- 18 H L Luo, X X Zhou, W X Shu, *et al.*. Enhanced and switchable spin Hall effect of light near the Brewster angle on reflection [J]. *Phys Rev A*, 2011, 84(4): 043806.
- 19 A Kohazi-Kis. Cross-polarization effects of light beams at interfaces of isotropic media [J]. *Opt Commun*, 2005, 253: 28-37.
- 20 K Y Bliokh, I V Shadrivov, Y S Kivshar. Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts of polarized vortex beams [J]. *Opt Lett*, 2009, 34(3): 389-391.
- 21 V G Fedoseyev. Spin-independent transverse shift of the centre of gravity of a reflected and of a refracted light beam [J]. *Opt Commun*, 2001, 193: 9-18.
- 22 R Dasgupta, P K Gupta. Experimental observation of spin-independent transverse shift of the centre of gravity of a reflected Laguerre-Gaussian light beam [J]. *Opt Commun*, 2006, 257: 91-96.
- 23 H L Luo, S C Wen, W X Shu, *et al.*. Spin hall effect of a light beam in left-handed materials [J]. *Phys Rev A*, 2009, 80(4): 043810.
- 24 H L Luo, S C Wen, W X Shu, *et al.*. Spin Hall effect of light in photon tunneling [J]. *Phys Rev A*, 2010, 82(4): 043825.

栏目编辑: 宋梅梅