

光学马格努斯效应中的横向角移分析<sup>\*</sup>张莉 罗海陆<sup>†</sup> 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6月23日收到;2010年9月20日收到修改稿)

从平面角谱理论出发,建立了光束在空气和玻璃界面折射的传输模型.基于这一模型,揭示了光学马格努斯效应中的横向角移现象.对于特定的线偏振和椭圆偏振光束,其折射场重心出现了横向角移,而当入射光束为圆偏振时,横向角移则会消失.在正负折射率界面,光束的横向角移产生了反转现象,这是由于光束在左手材料中发生了负衍射.超高折射率可明显地减少横向角移,而超低折射率则可显著地增强横向角移.这些发现将为如何调控和增强光学马格努斯效应提供理论依据.

**关键词:** 光学马格努斯效应, 横向角移, 圆偏振

**PACS:** 42.25.-p, 41.20.Jb, 78.20.Ci

## 1. 引言

当一个旋转物体的旋转角速度矢量与物体飞行速度矢量不重合时,在与旋转角速度矢量和平动速度矢量组成的平面相垂直的方向上将产生一个横向力.在这个横向力的作用下物体飞行轨迹发生偏转的现象称作马格努斯效应(Magnus effect).马格努斯效应可以用来解释乒乓球中的弧线球、足球中的香蕉球等现象.光子具有自旋,是否也存在类似的光学马格努斯效应(optical Magnus effect)呢?1992年Dooghin等人首先预言了这一现象:自旋光子在梯度折射率光纤中传输时会偏离其初始轨迹<sup>[1]</sup>.2004年Onoda等人<sup>[2]</sup>和2006年Bliokh等人<sup>[3]</sup>从理论上明确提出自旋光子在界面反射或折射时同样也存在光学马格努斯效应:具有自旋角动量的光束或波包在介质折射率梯度扮演的外场力的作用下,光束或波包重心轨迹会沿垂直于折射率梯度横向偏离.2008年Hosten等人<sup>[4]</sup>和Bliokh等人<sup>[5]</sup>先后实验证实了这一现象.

对于角移我们应从斯涅尔定律说起<sup>[6]</sup>.在牛顿光学中,斯涅尔定律(Snell's law)又称为光的折射定律,其表达式为 $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ .其中 $n_1$ 和 $n_2$ 分

别是两种介质的折射率, $\theta_1$ 和 $\theta_2$ 分别是入射角和折射角.但直到2009年,这一定律的准确性才引起人们的质疑,其原因是Woerdman<sup>[7]</sup>的团队观察到了红外波范围内的角移,这无疑对经典的光学定律提出了挑战.而对于角移这一崭新的概念我们理解为:可以被视为一系列平面波各自以不同的角度在空间传播的一束光,当它入射到具有一定折射率的平面上时,由于每一个平面波入射角的不同,各自就会经历不同强度的反射,当对传播后的各个平面波进行积分,会发现此时所得的折射光束重心的位置与斯涅尔定律计算所得的位置存在一微小的角度偏离<sup>[8]</sup>,即为角移.

在我们的研究工作中,首先利用空气与玻璃构成的分界面来产生一常规的折射率梯度,然后假设具有一定偏振态的光束入射到分界面上,进而建立折射场的电场传输模型,再由重心定律演示光学马格努斯效应所产生的横移现象.因为光学马格努斯效应所表现的是具有自旋角动量的光束或波包的重心轨迹发生了横向偏离,所以本文从最初的入射光束的特性即偏振态考虑其对横向角移的影响,于是发现特定的线偏振和椭圆偏振的折射场重心会出现横向角移,而当入射光束为圆偏振时,横向角移则会消失.同时鉴于介质折射率梯度在引起横向

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10804029,10974049,11074068),国家博士后特别资助(批准号:200902469)和国家博士后面上项目(批准号:20080431018)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn

偏离中所起到的外场力作用,我们将折射率也归结为产生横向角移的因素之一,发现超高折射率可以明显的减少横向角移而超低折射率则可显著的增强横向角移.这些研究将为如何调控和增强横向角移提供有效的方法,对斯涅尔定律进一步的修正提供理论依据.

## 2. 光束折射场的分析

我们通过建立一个一般的光传播模型来描述光束由空气入射到玻璃介质后所产生的现象.图1所示为此光传播模型的几何坐标图,其中平面  $z = 0$  为空气和玻璃的分界面.在近轴光学中,给定入射光电场的表达式如下:

$$E_i(x_i, y_i, z_i) \propto (\alpha e_{ix} + \beta e_{iy}) \times \exp\left[-\frac{k_0}{2} \frac{x_i^2 + y_i^2}{z_R + iz_i}\right], \quad (1)$$

其中瑞利距离  $z_R = k_0 w_0^2/2$ , 空气中的波数  $k_0 = \omega/c$ . 系数  $\alpha$  和  $\beta$  满足表达式  $\sigma = i(\alpha\beta^* - \alpha^*\beta)^{[9]}$ , 偏振态系数  $\sigma$  为正时表示左旋偏振光,为负时表示右旋偏振光.

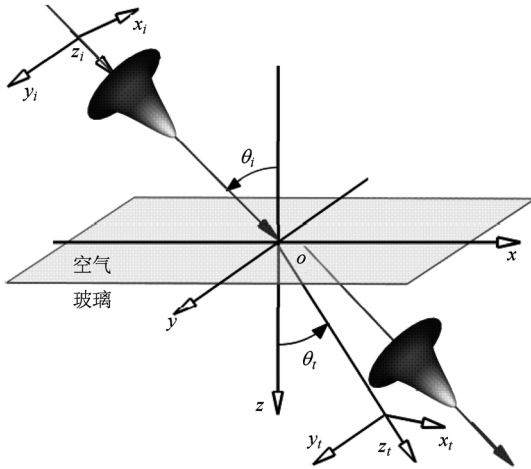


图1 光束由空气入射到玻璃介质的光传播模型示意图.分界面为位于  $z = 0$  的空间平面

接下来我们将对折射场进行分析,首先通过傅里叶变换可得折射光束的复振幅表达式如下:

$$E_t(x_t, y_t, z_t) = \int dk_{tx} dk_{ty} \tilde{E}_t(k_{tx}, k_{ty}) \times \exp[i(k_{tx}x_t + k_{ty}y_t + k_{tz}z_t)], \quad (2)$$

其中  $k_{tz} = \sqrt{n^2 k_0^2 - (k_{tx}^2 + k_{ty}^2)}$ . 若  $n$  为左手材料的折射率,则  $k_{tz} = -\sqrt{n^2 k_0^2 - (k_{tx}^2 + k_{ty}^2)}$ ,  $k_{tz}$  负号的选

择使得能量的传播背离  $+z$  轴的方向<sup>[10]</sup>. 将  $k_{tz}$  的平方根式展开取第一项所得的傍轴近似表达式<sup>[11]</sup>代入(2)式中,可得折射场的计算表达式为

$$E_t = \exp(ink_0 z) \int dk_{tx} dk_{ty} \tilde{E}_t(k_{tx}, k_{ty}) \times \exp\left[i\left(k_{tx}x_t + k_{ty}y_t - \frac{k_{tx}^2 + k_{ty}^2}{2nk_0}z\right)\right]. \quad (3)$$

在(3)式中的折射角谱  $\tilde{E}_t(k_{tx}, k_{ty})$  与电场的边界分布有关,通过相关方法计算可得其表达式<sup>[12]</sup>为

$$\tilde{E}_t = \begin{bmatrix} t_p & \frac{k_{ty} \cot \theta_i}{k_0} (t_p - \eta t_s) \\ \frac{k_{ty} \cot \theta_i}{k_0} (\eta t_p - t_s) & t_s \end{bmatrix} \tilde{E}_{p,s}^t, \quad (4)$$

其中  $\eta = \cos \theta_t / \cos \theta_i$ ,  $t_p$  和  $t_s$  分别为菲涅耳折射系数的平行分量和垂直分量,其表达式如下:

$$t_p = \frac{2n \cos \theta}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}, \quad (5)$$

$$t_s = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}. \quad (6)$$

由傍轴近似条件下的斯涅尔定律可知,  $k_{tx} = k_{ix}/\eta$ ,  $k_{ty} = k_{iy}$ , 联合边界条件可得

$$\tilde{E}_{p,s}^t \propto (\alpha e_{ix} + \beta e_{iy}) \exp\left[-\frac{z_{Rx} k_{tx}^2 + z_{Ry} k_{ty}^2}{2nk_0}\right], \quad (7)$$

在这一表达式中,我们要着重指出的是:  $z_{Rx}$  和  $z_{Ry}$  各自表征着  $x$  轴(纵向)和  $y$  轴(横向)两个不同传播方向的瑞利距离<sup>[13]</sup>, 其表达式为  $z_{Rx} = n\eta^2 k_0 w_0^2/2$ ,  $z_{Ry} = nk_0 w_0^2/2$ .

事实上,在空间平面  $z_t = 0$  处的电场是已知的,那么联合(4)式和(7)式代入(3)式我们便可得到空间  $z_t > 0$  的区域内折射场的电场表达式为<sup>[9]</sup>

$$E_t \propto \exp\left[-\frac{nk_0}{2} \left(\frac{x_t^2}{z_{Rx} + iz_t} + \frac{y_t^2}{z_{Ry} + iz_t}\right)\right] \times \left[ \alpha t_p \left(1 + i \frac{n\eta x_t}{z_{Rx} + iz_t} \frac{\partial \ln t_p}{\partial \theta_i}\right) + i\beta \frac{ny_t}{z_{Ry} + iz_t} (t_p - \eta t_s) \cot \theta_i \right] e_{tx} + \exp\left[-\frac{nk_0}{2} \left(\frac{x_t^2}{z_{Rx} + iz_t} + \frac{y_t^2}{z_{Ry} + iz_t}\right)\right] \times \left[ \beta t_s \left(1 + i \frac{n\eta x_t}{z_{Rx} + iz_t} \frac{\partial \ln t_s}{\partial \theta_i}\right) + i\alpha \frac{ny_t}{z_{Ry} + iz_t} (\eta t_p - t_s) \cot \theta_i \right] e_{ty}. \quad (8)$$

由于波在左手性材料中具有与在右手性材料中相反的相位特性<sup>[14]</sup>,故接下来的分析将在右手材料与在左手材料中产生的横向角移进行对比研究,那么在这里我们先对左手材料进行简单介绍.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)<sup>[15,16]</sup>,我们可以得到一个负的或近零的折射率<sup>[17]</sup>,从而就有可能设计某一特定的负折射率来调节光学马格努斯效应,而且相对于常规的右手材料,左手材料所表现的一系列的反转效应<sup>[18]</sup>,是一个很有探索意义的新领域<sup>[19]</sup>.若将玻璃替换为左手材料,光束在其中传输时,则会出现负的瑞利距离,而这种负的折射率和负的瑞利距离是值得我们去关注和研究的,这也是导致折射光束的横向角移产生反转现象的原因之一.在左手材料中,负折射这种特有的物理现象其实是光束角谱各分量具有负的相速度的结果<sup>[20]</sup>.

### 3. 折射光束的横向角移及因素分析

我们现在重点讨论折射光束的重心位置相对于斯涅尔定律中的经典几何位置将发生怎样的偏离,以及引起这一现象的原因.为了描述由光学马格努斯效应所引起的折射光束的横向角移,那么首先介绍光束重心的计算方法.对于任意给定的平面 $z_a = \text{常数}$ ,光束的重心<sup>[21]</sup>可表示为

$$\langle y_a \rangle = \frac{\int \int y_a I(x_a, y_a, z_a) dx_a dy_a}{\int \int I(x_a, y_a, z_a) dx_a dy_a}, \quad (9)$$

其中电场强度分布<sup>[22]</sup> $I(x_a, y_a, z_a)$ 与坡印廷矢量 $S_a$ 密切相关,两者的关系为 $I(x_a, y_a, z_a) \propto S_a \cdot e_{az}$ ,同时坡印廷矢量由关系式 $S_a \propto \text{Re}[E_a^* \times H_a]$ 给定,而磁场可由式子 $H_a = -i\mu^{-1} \nabla \times E_a$ 计算得来.

现将(8)式代入(9)式中,会得到一个纵向和横向的偏离,但我们关心的是由光学马格努斯效应所引起的横向偏离,在这里就不对纵向偏离做介绍.折射光束的横向偏离我们可以表示为 $D_y^i = \Delta y_i + \delta y_i$ ,其中 $\Delta y_i$ 表示折射光束沿横向位移的偏离, $\delta y_i$ 表示折射光束沿横向角度的偏离. $\delta y_i$ 将是接下来研究的重点对象,推导得其表达式为

$$\delta y_i = \frac{z_i}{k_0 z_{Ry}} \frac{f_p f_s (|t_p|^2 - |t_s|^2) \cot \theta_i \cos \varphi}{|t_p|^2 f_p^2 + |t_s|^2 f_s^2}. \quad (10)$$

将此式写为关于横向角移 $\Delta \theta_{iy}$ 的形式: $\delta y_i = z_i \Delta \theta_{iy}$ ,可得反射光束的横向角移表达式为

$$\Delta \theta_{iy} = \frac{1}{k_0 z_{Ry}} \frac{f_p f_s (|t_p|^2 - |t_s|^2) \cot \theta_i \cos \varphi}{|t_p|^2 f_p^2 + |t_s|^2 f_s^2}. \quad (11)$$

(11)式中沿 $y$ 轴方向的瑞利距离 $z_{Ry} = nk_0 w_0^2/2$ 应值得注意,它可以来说明其实横向角移是一种衍射效应<sup>[9]</sup>,同时可知 $\Delta \theta_{iy}$ 与折射率 $n$ 有关,那么分界面的组成材料是影响横向角移的一个因素,而左手材料出现所引起的反转现象<sup>[23]</sup>也会给横向角移带来影响.描述光在两种不同介质中传播的斯涅尔定律,在角移的出现后就不能再准确应用了,所以对这一定律的修正也应扩展到自旋量子领域<sup>[24]</sup>.在接下来的分析中,我们将对影响折射光束的横向角移的主要因素展开讨论.通过观察(11)式,我们不难发现引起横向角移的因素主要有偏振态( $f_p, f_s, \varphi$ ),折射率(式子 $z_{Ry} = nk_0 w_0^2/2$ 可以体现),折射系数( $t_p, t_s$ )等.

在分析各个引起横向角移的因素之前,我们应当从单纯的入射角与折射光束的横向角移以及入射角与折射系数的变化关系入手,如图2所示.这样才能在此基础上引入各个影响因素加以讨论.首先我们定义角移值大于0的为正向角移,反之则称为负向角移.在图2(a)中,取折射率 $n = 1.515$ ,横向角移均为正向偏离,且角移值随入射角的不断增大也随之增大,当入射角增大到一定值时,横向角移达到最大值,之后随入射角的增大逐渐减小,直至 $90^\circ$ 时横向角移为0.在图2(b)左手材料中 $n = -1.515$ ,其变化曲线相对图2(a)发生了明显的反转.

我们还发现横向角移的绝对值的最大值正好对应折射系数的平行分量与垂直分量差值的最大处(见图2(c),(d)),而此时对应的入射角正是布鲁斯特角(Brewster's angle)<sup>[25]</sup>.我们知道自然光在介质界面上反射和折射后的都是部分偏振光,只有当入射角为某特定角时的反射光和折射光才是线偏振光,而且反射光的振动方向与入射面垂直,折射光的振动方向与入射面平行,此特定角即为布鲁斯特角,用 $\theta_b$ 表示,且 $\theta_b = \arctan(n)$ .故当入射角为布鲁斯特角时,折射光为平行于入射面的线偏振光,此时其折射系数的平行分量与垂直分量的差值处于最大状态,从而使得横向角移出现最大值,与我们的发现结果是一致的.

接下来我们将在对图2分析的基础上分别引入各个因素,探索这些因素对折射光束的横向角移会产生怎样的影响.首先讨论的是入射光束的偏振态对折射光束的横向角移的影响,选定入射光的偏振

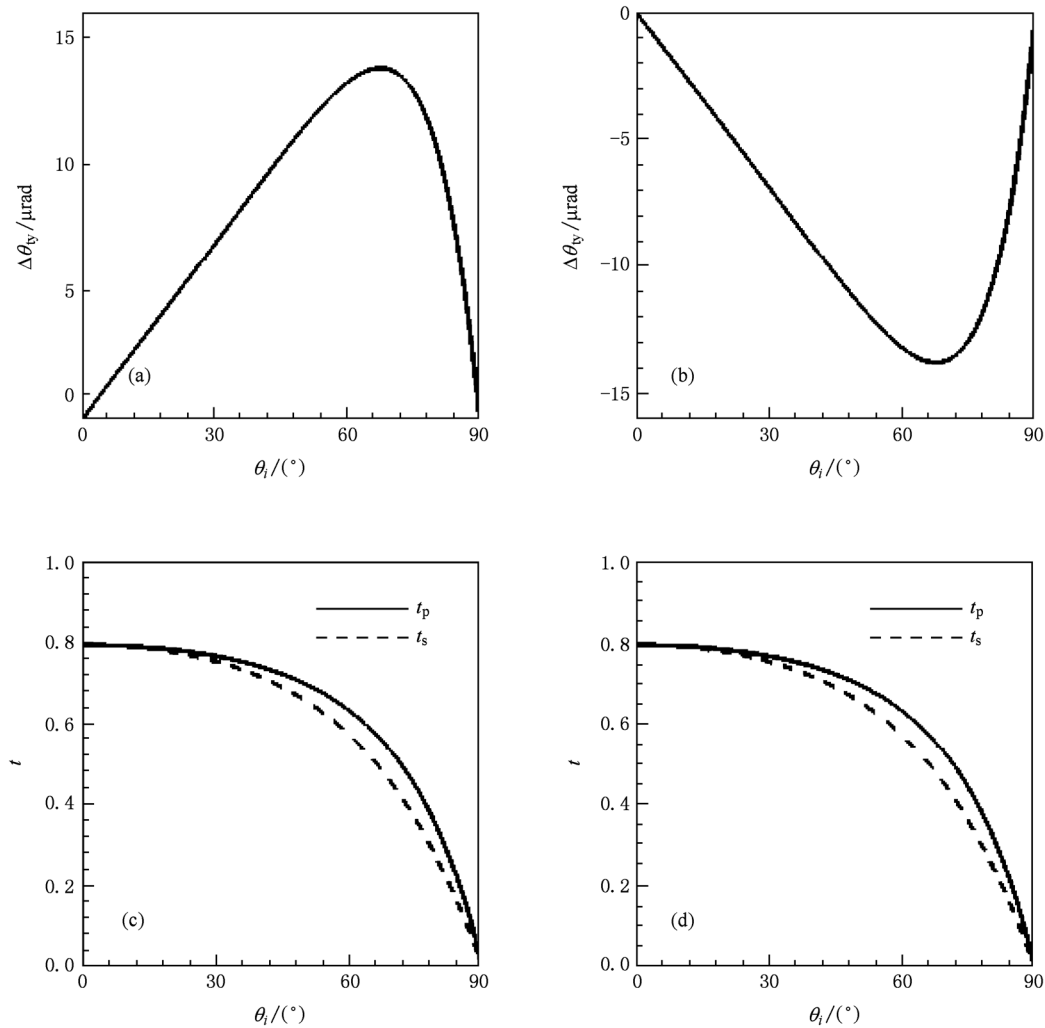


图2 第一行表示不同分界面材料中入射角与折射光束的横向角移关系图,第二行表示折射系数的平行分量与垂直分量图 (a),(c)从空气到右手材料;(b),(d)从空气到左手材料

态为椭圆偏振,如图3所示.值得特别注意的是当入射光束为圆偏振光时,因为其满足条件  $\cos\varphi = 0$ ,所以此时的横向角移便会消失,那么对于偏振态为圆偏振的入射光,折射光束是没有横向角移的.观察图3中四幅图中的任意一幅会得出这样的结论:入射光的偏振程度与横向角移大小的关系是一个反向变化的过程,即随着  $\sigma$  的绝对值大小的增大,折射光的横向角移的绝对值大小反而在不断减小,这也是  $f_p, f_s, \varphi$  三者综合作用于横向角移的结果,故我们可以通过改变  $\sigma$  的值来调节折射光束的横向角移.再比较图3(a)和3(c)或者图3(b)和3(d)可知,当分界面的构成材料相同时,对于偏振态不同(左旋偏振和右旋偏振)的两种入射光,其折射光束的横向角移变化曲线是相反的,这是由偏振态系数的平行分量和垂直分量的初始相位差  $\varphi$  的变化所引

起.最后比较图3(a)和3(b)或者图3(c)和3(d)时发现,当入射光束为某一确定的偏振光时,其通过空气与左手材料的分界面相对空气与右手材料的分界面的横向角移产生了反转,在(11)式中沿  $y$  轴方向的瑞利距离  $z_{Ry}$  可以合理的解释这一反转现象.

在讨论了椭圆偏振光的横向角移,同时也知道了圆偏振光无横向角移之后,接下来我们将探索线偏振光是否具有横向角移,若有,则影响如何呢?与椭圆偏振态有什么不同呢?如图4所示便能解释这样的疑问.我们知道当偏振态系数  $\sigma = 0$  时为线偏振光,但不是所有的线偏振光都能产生横向角移,由分析发现当偏振态系数的组成分量  $\alpha = 1, \beta = 0$  或  $\alpha = 0, \beta = 1$  时,线偏振光是没有横向角移的.但对于  $\varphi = 0$  或  $\pi$  且满足条件  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$  的任意线偏振光都是具有横向角移的,如图4(a),

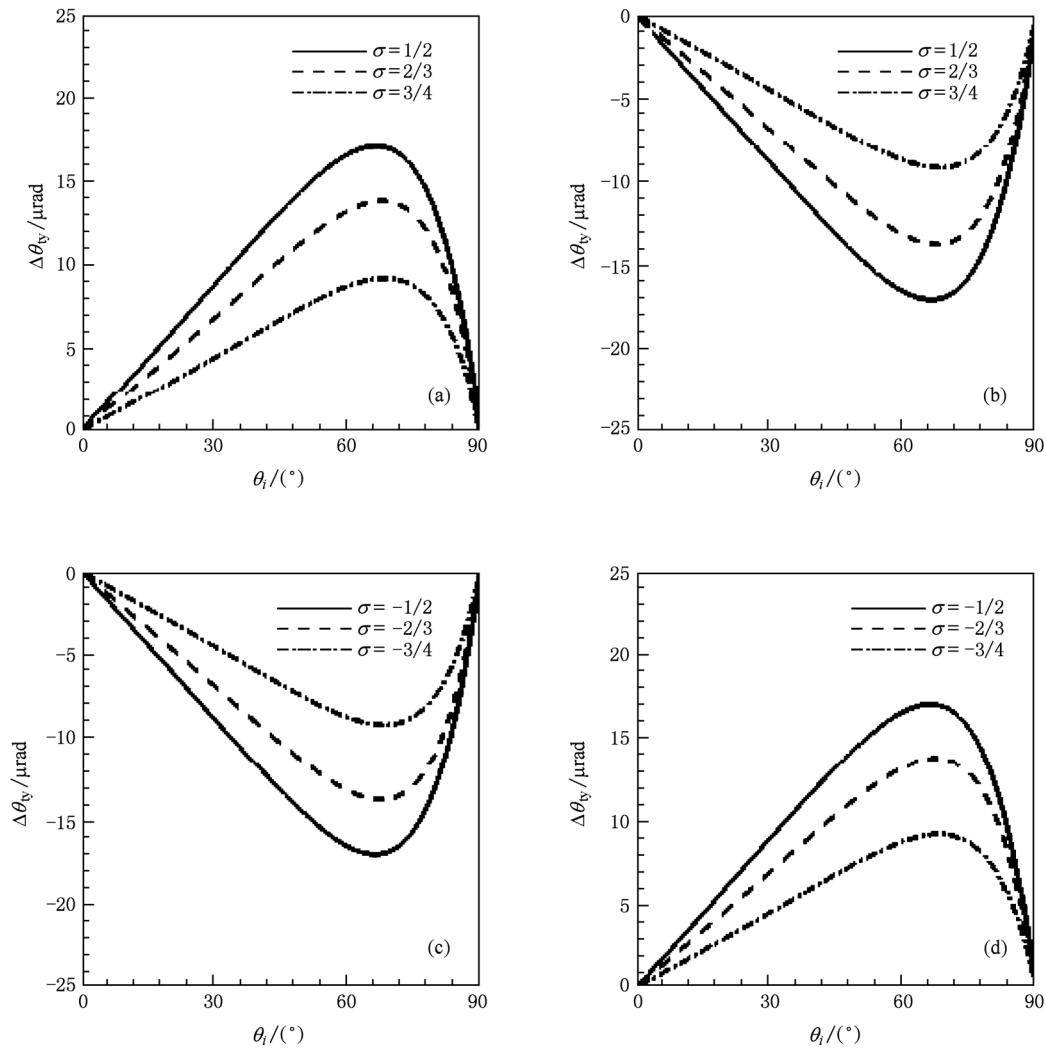


图3 不同分界面材料中椭圆偏振态对折射光束的横向角移的影响示意图 (a), (c)从空气到右手材料; (b), (d))从空气到左手材料

(c)所示. 图4(a), (c)中的曲线表示的是线偏振入射光在两种不同材料的分界面上所产生的横向角移, 它与图4(b), (d)中椭圆偏振入射光所产生的横向角移的变化曲线是一致的, 产生的原因及变化趋势也是一样的. 在偏振态组成分量( $f_p, f_s$ )均相同的前提下, 比较图4(a)和图4(b)或者图4(c)和图4(d), 我们可以发现, 线偏振入射光所产生的横向角移值要明显的大于椭圆偏振入射光所产生的横向角移值, 这其实是由椭率大小所引起的. 易知线偏振光的椭率为0, 椭圆偏振光的椭率为(0, 1)的任意数, 而横向角移大小为0的圆偏振光的椭率为1, 那么可得出椭率与折射光横向角移是成反向变化的关系. 同样的, 偏振态和分界面材料的不同使以上现象也产生了反转.

因为折射光束的横向角移对折射率的依赖, 所

以接下来我们就从折射率梯度方面来研究它对横向角移的影响. 如图5所示, 我们取折射率梯度分别为0.2, 0.5, 0.8, 可以很明显的发现它们对应的折射光束的横向角移是不断增大的, 即高折射率梯度能产生大的横向角移. 同样的, 当我们选取左手材料作为传输介质时, 它特有的负折射率是产生负的横向角移的原因所在(见图5(b)).

当然图5中的结论与我们所选取折射率的大小是有关的. 若我们将折射率选定为两种比较特殊的状态, 折射光束的横向角移就会出现两种截然不同的结果. 首先我们选取超高折射率 $n = 10$ (见图6(a), (b)), 当入射光相同时, 各个影响因素与折射光束的横向角移的变化曲线与 $n = 1.515$ 时的情况均一致. 但是, 当我们选取超低折射率 $n = 0.5$ 时(见图6(d), (e)), 折射光束的横向角移发生了很

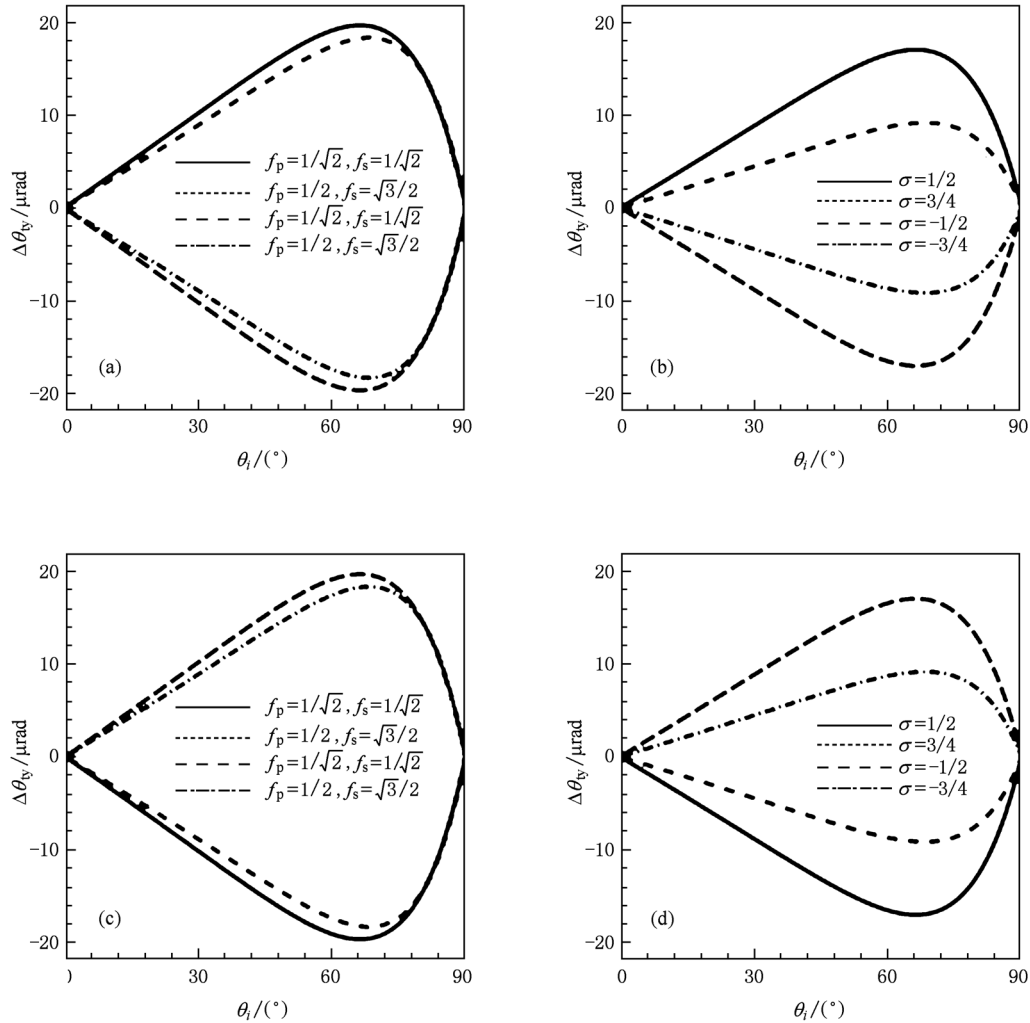


图4 不同分界面材料的线偏振入射光与椭圆偏振入射光产生的折射光束的横向角移比较图 (a)线偏振入射光从空气到右手材料;(b)椭圆偏振入射光从空气到右手材料;(c)线偏振入射光从空气到左手材料;(d)椭圆偏振入射光从空气到左手材料

大的改变.这是因为  $n$  的取值影响了折射系数的平行分量  $t_p$  和垂直分量  $t_s$ , 即图 6(f) 相对图 6(c) 中折射系数的垂直分量和平行分量的变化曲线发生了很大的差别, 因此图 6(d), (e) 中的曲线有了明显的正移和负移. 通过联系 (5), (6) 式以及 (11) 式可以发现, 当折射率  $n = 0.5$  时, 随着入射角不断的增大, 折射率系数的平行分量和垂直分量的平方差  $|t_p|^2 - |t_s|^2$  的变化引起了横向角移值的正负变化. 具体表现为: 在图 6(d) 中, 取  $\sigma = 1/2$  时的横向角移变化曲线, 同时参照图 6(f) 可知, 最初参数值  $|t_p| > |t_s|$ , 即  $|t_p| - |t_s| > 0$ , 角移随入射角的变化均为正值; 而当参数  $|t_p| = |t_s|$  时, 角移为 0, 曲线从正移回到零点; 而之后随着入射角的增大, 参数  $|t_p| < |t_s|$ , 角移均为负向偏离, 由 (11) 式也可

体现这样的变化关系. 但是与在超高折射率情况下相同的是, 在超低折射率的情况下, 横向角移的绝对值的最大值也对应于折射系数的平行分量与垂直分量差值的最大处 (见图 6(f)), 相应的入射角依然为布鲁斯特角  $\theta_b$ . 如图 6(d), (e) 所示, 我们改变偏振态  $\sigma$  的大小时, 发现横向角移随之变化, 它们之间是一个反向变化的关系; 相对右旋偏振入射光, 左旋偏振入射光所产生的折射光束的横向角移发生了反转; 改变分界面的材料时, 横向角移的曲线也发生了反转现象. 这些现象与  $n = 10$  时的情况都是一致的.

最后比较超高折射率和超低折射率对横向角移的影响, 可以发现: 具有超高折射率的分界面材料所产生的横向角移是很小的, 最大角度偏离只有

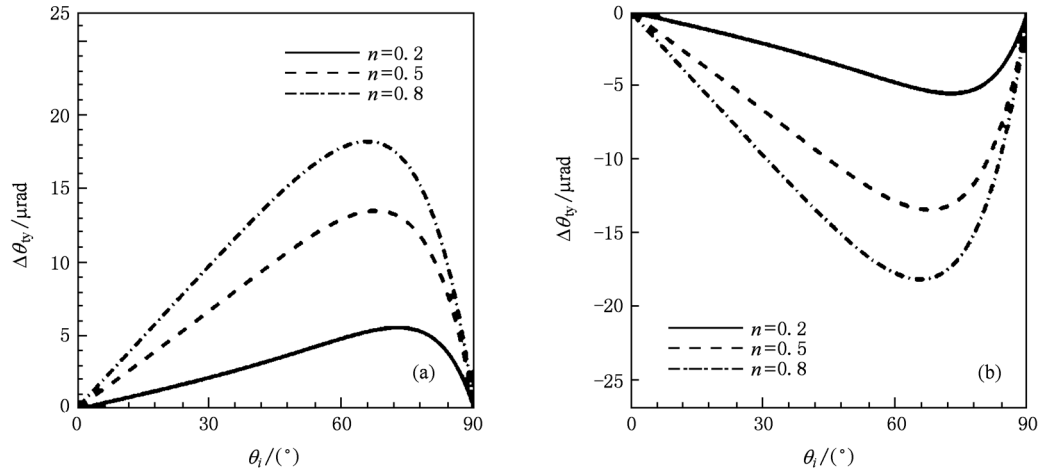
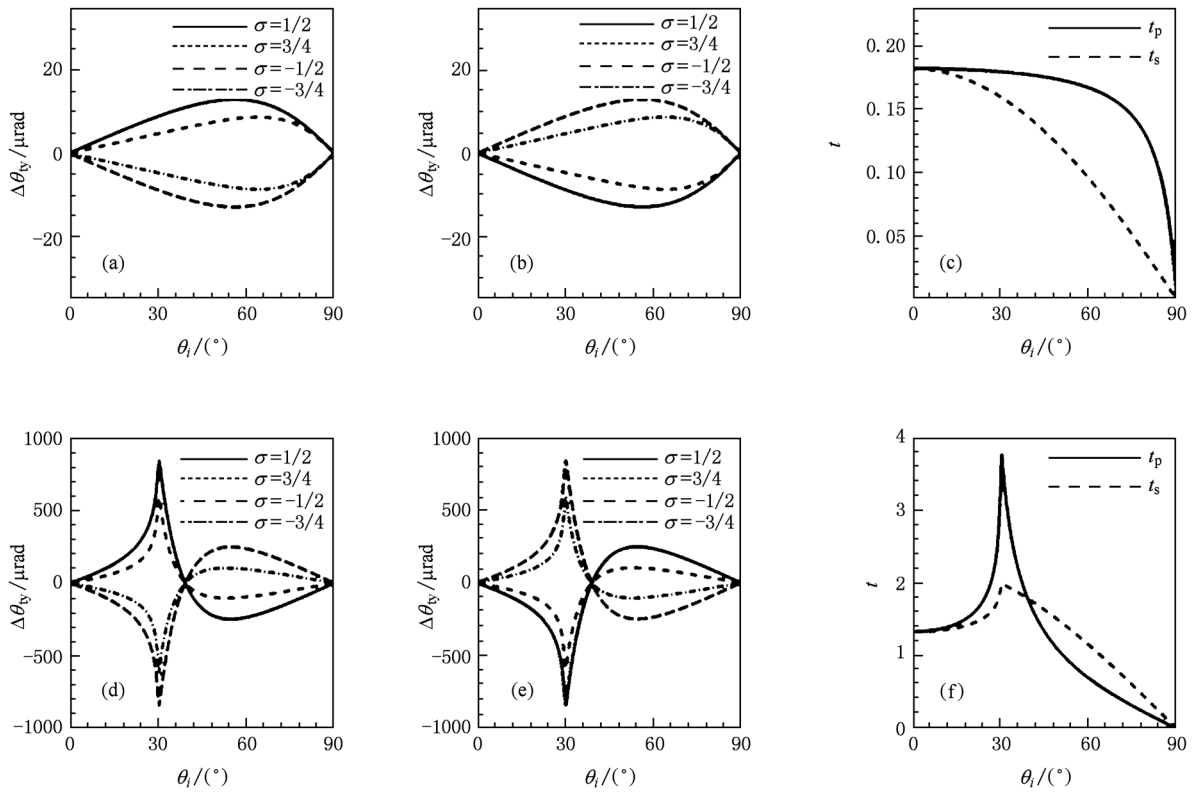


图5 不同分界面材料中折射率梯度与折射光束的横向角移关系图 (a)从空气到右手材料;(b)从空气到左手材料


 图6 超高折射率和超低折射率介质中折射光束的横向角移以及折射率系数平行分量和垂直分量比较图. 第一行表示在超高折射率介质中,  $n = 10$ ; 第二行表示在超低折射率介质中,  $n = 0.5$  (a),(d)从空气到右手材料;(b),(e)从空气到左手材料;(c),(f)折射率系数平行分量和垂直分量

约  $10 \mu\text{rad}$  (见图 6(a),(b)),但是具有超低折射率的分界面材料所产生的横向角移是不容忽视的,最大角移达到近  $1000 \mu\text{rad}$  (见图 6(d),(e)),两者居然相差 100 倍. 这无疑给在超低折射率材料下研究光束的传输带来了不便,若要减小横向角移对光束传输准确性的干扰,我们就应当在超高折射率的条

件下进行研究,但这也不能完全的消除横向角移.

#### 4. 结 论

基于光束传输的平面角谱理论,我们揭示了光束在空气与玻璃中发生的光学马格努斯效应的横

向角移现象. 入射光束的偏振态与折射光束的横向角移有着密切的联系, 表现为特定的线偏振光和椭圆偏振光其折射场重心会出现横向角移, 而入射光为圆偏振时, 横向角移则会消失. 折射率的正负和与高低与横向角移也密切相关, 分界面的材料直接影响横向角移的正负值. 因为相对于右手材料, 光束在左手材料中会发生负衍射, 从而使得负的瑞利距离引起左手材料中的横向角移发生了反转. 而超高折射率可以明显的减少横向角移, 超低折射率可显著的增强横向角移. 一般而言, 斯涅尔

定律是用来描述光束在两种不同介质中的传播现象, 但是角移的出现意味着这一经典的光学定律已经不能再准确的描述此类现象了, 因此在以往纵向角移研究的基础上, 本文对横向角移的探索将进一步修正斯涅尔定律以及如何调控和增强光学马格努斯效应提供理论依据. 我们可以将角移应用于对总角动量的分析和基于悬臂表面的显微镜的研究, 而在干涉方面, 角移对于激光干涉空间天线或激光干涉引力波天文台<sup>[7]</sup>也具有一定的研究价值.

- 
- [1] Dooghin A V, Kundikova N D, Liberman V S, Zeldovich B Y 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8204
  - [2] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **94** 083901
  - [3] Bliokh K Y, Bliokh Y P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073903
  - [4] Hosten O, Kwiat P 2008 *Science* **319** 787
  - [5] Bliokh K Y, Niv A, Kleiner V, Hasman E 2008 *Nature Photonics* **2** 748
  - [6] Aiello A, Woerdman J P 2008 *Opt. Lett.* **33** 1437
  - [7] Merano M, Aiello A, van Exter M P, Woerdman J P 2009 *Nature Photonics* **3** 37
  - [8] Ra J W, Bertoni H L, Felsen L B 1973 *SIAM J. Appl. Math.* **24** 396
  - [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] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
  - [11] Lax M, Louisell W H, McKnight W 1975 *Phys. Rev. A* **11** 1365
  - [12] Bliokh K Y, Bliokh Y P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073903
  - [13] Luo H L, Shu W X, Li F, Ren Z Z 2007 *Phys. Rev. E* **75** 026601
  - [14] Zhang H, Ling Y Q, Fu Y Q, Yuan N C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 336 ( in Chinese ) [ 张 辉、李有权、付云起、袁乃昌 2010 物理学报 **59** 336 ]
  - [15] 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 ]
  - [16] 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 ]
  - [17] Pendry J, Schurig D, Smith D 2006 *Science* **312** 1780
  - [18] Yang R, Xie Y J, Wang P, Yang T P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4504 ( in Chinese ) [ 杨 锐、谢拥军、王 鹏、杨同鹏 2007 物理学报 **56** 4504 ]
  - [19] Wu Q, Meng F Y, Fu J H, Li L Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2179 ( in Chinese ) [ 吴 群、孟繁义、傅佳辉、李乐勇 2008 物理学报 **57** 2179 ]
  - [20] Luo H L, Ren Z Z, Shu W X, Wen S C 2008 *Phys. Rev. A* **77** 023812
  - [21] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Fan D Y 2008 *Phys. Rev. A* **81** 053826
  - [22] Jackson J D 1999 *Classical Electrodynamics* ( New York: Wiley )
  - [23] Luo H L, Wen S C, Shu W X, Tang Z X, Zou Y H, Fan D Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033805
  - [24] Duval C, Horvath Z, Horvathy P A 2006 *Phys. Rev. D* **74** 021701 ( R )
  - [25] Chan C C, Tamir T 1985 *Opt. Lett.* **10** 378

## Transverse angular shift in optical Magnus effect<sup>\*</sup>

Zhang Li Luo Hai-Lu<sup>†</sup> 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 23 June 2010; revised manuscript received 20 September 2010)

### Abstract

Starting from the plane angular spectrum theory, we establish a transmission model of beam refraction at the interface between air and glass. Based on this model, we reveal a transverse angular shift in the optical Magnus effect. For a certain linearly and elliptically polarized light beam, the field centroid of refraction beam exhibits a transverse angular shift. However, the transverse angular shift would vanish when the incident light beam is circularly polarized. At an interface between positive and negative refractive indexes, the transverse angle shift presents a reversed phenomenon which is caused by negative diffraction in the left-handed materials. Ultra-high refractive index can significantly reduce the transverse angular shift. On the contrary, the ultra-low refractive index can significantly enhance the transverse angular shift. These findings provide a new method of how to adjust and enhance the optical Magnus effect.

**Keywords:** optical Magnus effect, transverse angular shift, circular polarization

**PACS:** 42.25.-p, 41.20.Jb, 78.20.Ci

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10804029, 1097404 and 11074068), China Postdoctoral Special Science Foundation (Grant No. 200902469), and China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 20080431018).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: hailuluo@hnu.edu.cn