文章编号：0253-2239(2010)11-3311-06

高斯光束在超常材料界面的反射光束角移研究

黄文静 罗海陆 文双春

（湖南大学计算机与通信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 利用角谱理论，分别研究了高斯光束在空气与负、近零、超大折射率超常材料界面上的反射光束角移现象，揭示了光束角移与传统古斯-亨兴位移和伊姆伯特-费多罗夫位移的联系与区别。研究发现，光束角移随着折射率及损耗的减小而增大；在负折射率介质界面，角移可能抵消负的古斯-亨兴位移，从而导致光束的纵向位移为正。此外，在近零折射率超常材料界面，在较大范围内不存在横向角移，而在极大折射率超常材料界面，横向角移极小。因此，零折射率和超大折射率超常材料可以用来避免反射光束角移导致的角色散。

关键词 光束角移；角谱理论；超常材料；折射率

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**：10.3788/AOS20103011.3311

Angular Shift of Gaussian Beams at Metamaterial Interfaces

Huang Wenjing Luo Hailu Wen Shuangchun

(*Key Laboratory for Micro/Nano Optoelectronic Devices*, *Ministry of Education*, *School of Computer and Communication*, *Hunan University*, *Changsha*, *Hunan* 410082, *China*)

Abstract On the basis of angular spectrum representation, a formalism is established to study the angular shift of a Gaussian beam at the interface associated with negative, near-zero, and ultrahigh-index metamaterials. The difference and relation between beam′s angular shift and traditional Goos-Hänchen shift, Imbert-Fedorov shift are revealed. It is found that the divergence angular shift increases with decrease of the refractive index and loss. Additioanlly, in the interface of negative index media, the angular shift can counteract the negative Goos-Hanchen shift which leads to positive longitudinal divergence angular shift. When the refraction index is close to zero, the transverse divergence angular shift disappears in a large range of incident angle range. The transverse divergence angular shift is unobvious as refraction index is very large. So, metamaterials with close to zero and very large refraction index can be used to avoid the angular dispersion caused by angular shift.

Key words angular shift of beam; angular spectrum representation; metamaterial; refractive index

1 引 言

光束在两种介质的分界面上发生反射会出现与平面波不同的现象，即实际反射光束相对于几何反射光线存在一定的位移，沿平行方向的位移称为古斯-亨兴位移[1,2]，而垂直方向的位移称为伊姆伯特-费多罗夫位移[3,4]。由于光束在传输过程中的衍射效应，光束在界面反射时传输轴偏离几何反射光线而存在一定的夹角称为光束角移[5~8]。2006 年，Muller 等[9]在微波段观测到了角移现象。2009 年，Merano 等[10]通过实验观测了光波段反射光束角移现象。

超常材料出现后，以其特殊的介电常数和磁导率成为影响光束角移重要材料之一。超常材料是具有新奇人工结构的复合介质，其性质往往不主要决定于构成介质的本征性质，而决定于其中的人工结

收稿日期：2009-10-10；**收到修改稿日期**：2010-03-26

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

作者简介：黄文静（1985—），女，硕士研究生，主要从事光束传输方面的研究。E-mail：lizzyhwj@yahoo.com.cn

导师简介：文双春（1966—），男，教授，博士生导师，主要从事非线性光学、光纤通信和激光技术等方面的研究。E-mail：scwen@hnu.cn

构[11,12]。介电常数 $\varepsilon<0$ 和磁导率 $\mu<0$ 的超常材料其折射率为负，因此称之为负折射率介质[13,14]。光束在负折射率介质中传输会发生新的现象，比如高斯光束在均匀负折射率介质中出现光束聚焦，负古斯-亨兴，伊姆伯特-费多罗夫相移和相位补偿[15]；拉盖尔-高斯光束在负折射率介质中会出现逆的波前旋转，逆向旋转的坡印廷矢量[16]和正向旋转的多普勒效应[17]。超常材料的出现，以其特殊的介质参数将为光束角移的操控提供新的途径。

研究了在空气中高斯光束与超常材料分界面上反射光束角移现象。从平面角谱理论出发，建立了傍轴高斯光束在超常材料界面反射的传输模型，分析了横向和纵向角移在极大和近零折射率情况下的变化，并且定量地分析了反射光束的角移与超常材料的介电常数和磁导率之间的关系，阐述了反射系数对反射光束角移的影响。

2 反射高斯光束传输模型

假设一高斯光束从空气中倾斜入射进入超常材料。图 1 所示为三维直角坐标系下高斯光束反射传输模型，其中 θ_i 为入射角，θ_r 为反射角，x_i, y_i, z_i 和 x_r, y_r, z_r 分别表示入射光束和反射光束在三坐标轴方向的分量。根据傅里叶光学角谱理论，任一光束可认为是由相同频率不同波矢方向的平面波组成，其电场可表示为

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

式中 $z_R = k_0 w_0^2/2$ 为瑞利距离；$k_0 = \omega/c$ 为真空中的波数(其中 ω 为电磁波的角频率，c 表示真空中的光速)；参数 $\sigma = \mathrm{i}(\alpha\beta^* - \alpha^*\beta)$，当 $\sigma = +1$ 时表示左旋圆偏振光，当 $\sigma = -1$ 时表示右旋圆偏振光。

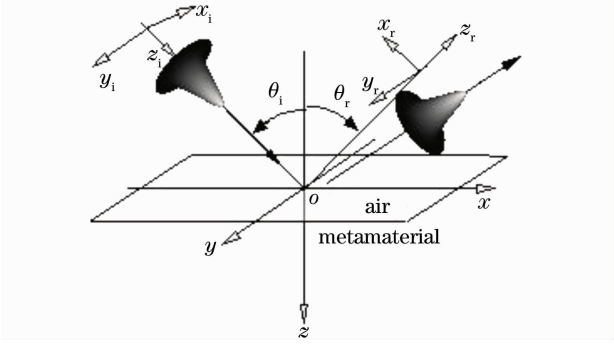

图 1 高斯光束反射传输模型示意图

Fig. 1 Schematic diagram of reflective transmission model of Gaussian beams

利用傅里叶变换和平面角谱理论，反射高斯光束的电场复振幅为

$$\boldsymbol{E}_r(x_r, y_r, z_r) = \int \mathrm{d}k_{rx}\mathrm{d}k_{ry}\widetilde{\boldsymbol{E}}_r(k_{rx}, k_{ry}) \times \exp[\mathrm{i}(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r + k_{rz}z_r)], \tag{2}$$

式中 k_{ix}, k_{iy}, k_{iz} 和 k_{rx}, k_{ry}, k_{rz} 分别表示高斯入射和反射光束在 3 个坐标轴方向位置的分量，且 $k_{rz} = \sqrt{k_0^2 - (k_x^2 + k_y^2)}$。将 k_{rz} 平方根作泰勒展开并保留一阶小量，得到(2)式在傍轴近似条件下的场

$$\boldsymbol{E}_r(x_r, y_r, z_r) = \int \mathrm{d}k_{rx}\mathrm{d}k_{ry}\widetilde{\boldsymbol{E}}_r(k_{rx}, k_{ry}) \times \exp\left[\mathrm{i}\left(k_{rx}x_r + k_{ry}y_r - \frac{k_{rx}^2 + k_{ry}^2}{2k_0}\right)\right]. \tag{3}$$

反射光束角谱 $\widetilde{\boldsymbol{E}}_r(k_{rx}, k_{ry})$ 与电场分布边界条件关系可表示为

$$\widetilde{\boldsymbol{E}}_r = \left[r_p r_s + \frac{k_{ry}^2 \cot^2\theta_i}{k_0^2}(r_p + r_s)^2\right]\widetilde{\boldsymbol{E}}_{p,s}^r, \tag{4}$$

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[18,19]，r_p 和 r_s 的计算公式为

$$r_p = \frac{\varepsilon\cos\theta_i - \sqrt{\varepsilon\mu - \sin^2\theta_i}}{\varepsilon\cos\theta_i + \sqrt{\varepsilon\mu - \sin^2\theta_i}}, \tag{5}$$

$$r_s = \frac{\mu\cos\theta_i - \sqrt{\varepsilon\mu - \sin^2\theta_i}}{\mu\cos\theta_i + \sqrt{\varepsilon\mu - \sin^2\theta_i}}, \tag{6}$$

而 ε 和 μ 分别为超常材料的介电常数和磁导率，由公式可知，反射系数与介质的介电常数 ε 和磁导率 μ 紧密关联。

根据斯涅尔定律，$k_{rx} = -k_{ix}, k_{ry} = k_{iy}$，利用电场分布边界条件可得

$$\widetilde{\boldsymbol{E}}_{p,s}^r \propto (\alpha \boldsymbol{e}_{rx} + \beta \boldsymbol{e}_{ry}) \exp\left[-\frac{z_R(k_{rx}^2 + k_{ry}^2)}{2k_0}\right]. \tag{7}$$

将(4)式和(7)式代入(3)式即可得到 $z_r>0$ 区域的反射高斯光束电场分布：

$$\boldsymbol{E}_r \propto \left[\alpha r_p\left(1 - \mathrm{i}\frac{x_r}{z_R + \mathrm{i}z_r}\frac{\partial \ln r_p}{\partial \theta_i}\right) + \mathrm{i}\beta\frac{y_r}{z_R + \mathrm{i}z_r} \times (r_p + r_s)\cot\theta_i\right] \times \exp\left[-\frac{k_0}{2}\frac{x_r^2 + y_r^2}{z_R + \mathrm{i}z_r}\right]\boldsymbol{e}_{rx} + \left[\beta r_s\left(1 - \mathrm{i}\frac{x_r}{z_R + \mathrm{i}z_r}\frac{\partial \ln r_s}{\partial \theta_i}\right) - \mathrm{i}\beta\frac{y_r}{z_R + \mathrm{i}z_r} \times (r_p + r_s)\cot\theta_i\right] \times \exp\left[-\frac{k_0}{2}\frac{x_r^2 + y_r^2}{z_R + \mathrm{i}z_r}\right]\boldsymbol{e}_{ry}. \tag{8}$$

根据高斯光束反射电场分布即(8)式可知，反射场与介质的介电常数和磁导率密切相关，即介质的折射率将影响反射场的角移。

3　纵向和横向角移

3.1　横向和纵向角移的分析

考虑到超常材料是色散的且具有损耗，其介电常数 ε 和磁导率 μ 用洛伦兹模型表示为[17]

$$\varepsilon(\omega)=1-\frac{\omega_{\varepsilon p}^2}{\omega^2-\omega_{\varepsilon 0}^2+\mathrm{i}\omega\gamma_\varepsilon},$$

$$\mu(\omega)=1-\frac{F\omega_{mp}^2}{\omega^2-\omega_{m0}^2+\mathrm{i}\omega\gamma_m},\tag{9}$$

式中 $\omega_{\varepsilon p}=\omega_{mp}=\omega_0$，$\omega_{\varepsilon 0}=\omega_{m0}=\omega_0$，$F=1.26$，$\gamma_\varepsilon=\gamma_m=0.01\omega_0$。则有损负折射率介质的折射率表示为 $n=n_{\mathrm{R}}+\mathrm{i}n_{\mathrm{I}}=\sqrt{|\varepsilon||\mu|}\exp[\mathrm{i}(\arg\varepsilon+\arg\mu)/2]$，此式中 n_{R} 为折射率的实部，n_{I} 为折射率的虚部且 $n_{\mathrm{I}}>0$ 时表示此超常材料具有损耗，$\arg\varepsilon$ 和 $\arg\mu$ 分别表示介电常数 ε 和磁导率 μ 的辐角且辐角范围为 $(-\pi,\pi]$。

利用高斯光束质心移动的方法来分析高斯反射光束的角移现象[18,19]。z_{i} 为入射光束在传输轴即 z 轴方向的分量，z_{r} 为反射光在 z 轴方向的分量，α 为 i 或 r，则在任意的 z_α 为常数的平面上，光束质心为 $\langle m_\alpha\rangle=\langle x_\alpha\rangle\boldsymbol{e}_{\alpha x}+\langle y_\alpha\rangle\boldsymbol{e}_{\alpha y}$，则

$$\langle m_\alpha\rangle=\frac{\iint m_\alpha I(x_\alpha,y_\alpha,z_\alpha)\mathrm{d}x_\alpha\mathrm{d}y_\alpha}{\iint I(x_\alpha,y_\alpha,z_\alpha)\mathrm{d}x_\alpha\mathrm{d}y_\alpha},\tag{10}$$

其中 $I(x_\alpha,y_\alpha,z_\alpha)$ 为高斯光束在 z_α 为常数的平面上的强度分布。

为了阐述高斯光束角移现象，将(8)式代入(10)式即可以得到高斯反射光束质心的纵向角移和横向角移。其纵向角移包括两项为 $D_x^{\mathrm{r}}=\Delta x_{\mathrm{r}}+\delta x_{\mathrm{r}}$

$$\Delta x_{\mathrm{r}}=\frac{1}{k_0}\frac{\xi_{\mathrm{p}}|r_{\mathrm{p}}|^2f_{\mathrm{p}}^2+\xi_{\mathrm{s}}|r_{\mathrm{s}}|^2f_{\mathrm{s}}^2}{|r_{\mathrm{p}}|^2f_{\mathrm{p}}^2+|r_{\mathrm{s}}|^2f_{\mathrm{s}}^2},\tag{11}$$

$$\delta x_{\mathrm{r}}=-\frac{z_1}{k_0z_{\mathrm{R}}}\frac{\rho_{\mathrm{p}}|r_{\mathrm{p}}|^2f_{\mathrm{p}}^2+\rho_{\mathrm{s}}|r_{\mathrm{s}}|^2f_{\mathrm{s}}^2}{|r_{\mathrm{p}}|^2f_{\mathrm{p}}^2+|r_{\mathrm{s}}|^2f_{\mathrm{s}}^2},\tag{12}$$

式中 $r_A=|r_A|\exp(\mathrm{i}\phi_A)$，$A\in\{\mathrm{p},\mathrm{s}\}$，$\alpha=f_{\mathrm{p}}\in R$，$\beta=f_{\mathrm{s}}\exp(\mathrm{i}\psi)$，$\rho_A=\mathrm{Re}[\partial\ln r_A/\partial\theta_{\mathrm{i}}]$，$\xi_A=\mathrm{Im}[\partial\ln r_A/\partial\theta_{\mathrm{i}}]$。$\Delta x_{\mathrm{r}}$ 为传统定义的古斯-亨兴位移，δx_{r} 为在衍射效应影响下的纵向角移。

同样地，其横向角移也包含两项为 $D_y^{\mathrm{r}}=\Delta y_{\mathrm{r}}+\delta y_{\mathrm{r}}$，第一项 Δy_{r} 为传统定义的伊姆伯特-费多罗夫位移，第二项 δy_{r} 是由于光束的偏振状态和衍射效应共同影响而产生的横向角移。

Δy_{r} 和 δy_{r} 的计算公式为

$$\Delta y_{\mathrm{r}}=-\frac{1}{k_0}\frac{f_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{s}}\cot\theta_{\mathrm{i}}}{|r_{\mathrm{p}}|^2f_{\mathrm{p}}^2+|r_{\mathrm{s}}|^2f_{\mathrm{s}}^2}[(|r_{\mathrm{p}}|^2+|r_{\mathrm{s}}|^2)\sin\psi+2|r_{\mathrm{p}}||r_{\mathrm{s}}|\sin(\psi-\phi_{\mathrm{p}}+\phi_{\mathrm{s}})],\tag{13}$$

$$\delta y_{\mathrm{r}}=\frac{z_{\mathrm{r}}}{k_0z_{\mathrm{R}}}\frac{f_{\mathrm{p}}f_{\mathrm{s}}(|r_{\mathrm{p}}|^2-|r_{\mathrm{s}}|^2)\cot\theta_{\mathrm{i}}\cos\psi}{|r_{\mathrm{p}}|^2f_{\mathrm{p}}^2+|r_{\mathrm{s}}|^2f_{\mathrm{s}}^2},\tag{14}$$

式中 $\delta y_{\mathrm{r}}=z_{\mathrm{r}}\Delta\theta_{\mathrm{ry}}$，角度 ψ 表示高斯光束 s 分量相对于 p 分量的相位差，决定了光束的偏振状态；$\psi=0$ 和 π 时该光束都为线偏振光但偏振方向不同，$\psi=\pi/2,3\pi/2$ 时表示为圆偏振光但偏振光旋转方向不同，其它 ψ 值则表示椭圆偏振光。

3.2　影响横向角移的因素

由于衍射效应和光束偏振状态不同而造成不同的横向角移。(14)式表示反射光束横向角移，若入射角 θ_{i} 确定且光束为圆偏振光时，$\delta y_{\mathrm{r}}=0$ 即没有横向角移；当其为线偏振光时 δy_{r} 为最大横向角移，其它则表示椭圆偏振光的横向角移。根据(14)式可知横向角移 δy_{r} 取决于光束衍射效应以及偏振态，图 2 描绘了 4 种不同负折射率介质情况下，光束横向角移随着入射角和偏振状态的变化关系。图 2(a) 为近零折射率 $\varepsilon=-0.02+0.1\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.01+0.1\mathrm{i}$ 时，δy_{r} 在较小的入射角入射时出现，而其它范围不存在 δy_{r}。为了对比，图 2(b) 中描绘了普通折射率 $\varepsilon=-2.5+0.1\mathrm{i}$ 和 $\mu=-1.3+0.1\mathrm{i}$ 情况下，δy_{r} 随入射角 θ_{i} 和偏振角 ψ 的变化；图 2(c) 中为极大折射率 $\varepsilon=-100.0+0.1\mathrm{i}$ 和 $\mu=-1.3+0.1\mathrm{i}$ 的情况，此时 δy_{r} 非常小且随入射角 θ_{i} 变化不明显，利用极大折射率超常材料可以实现微小横向角移。图 2(d) 表示 $\varepsilon=-1$，$\mu=-1$ 的情况，即折射率 $n=-1$，阻抗匹配且不存在损耗的均匀负折射率介质时，$\delta y_{\mathrm{r}}=0$ 不存在横向角移。然而 $\varepsilon=-1$ 和 $\mu=-1$ 只是实现折射率 $n=-1$ 的一种特殊情况，只要 $\varepsilon\neq-1$ 和 $\mu\neq-1$ 没有实现阻抗匹配，则 $\delta y_{\mathrm{r}}\neq0$，即出现横向角移。若考虑介质的 $\varepsilon=1$ 和 $\mu=1$，同样为阻抗匹配情况，$\delta y_{\mathrm{r}}=0$ 也不存在横向角移，但此时为右手介质(表示高斯光束仅在一种均匀介质中传输不会发生光束反射)，因此也不存在角移的现象。对比几种特殊折射率情况，发现当为近零折射率时大部分的区域都不存在横向角移，因此可以通过制备近零负折射率介质以避免角移导致的角色散。

当处于近零和超大折射率时，出现上述特殊的横向角移现象有其内在的物理原因。观察图 3(a)，反射系数 r_{p}，r_{s} 在近零折射率 $\varepsilon=-0.02+0.1\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.01+0.1\mathrm{i}$ 时的变化曲线，发现 2 条反射系数曲线几乎重合，根据横向角移表达式(14)式可以得出此时横向角移几乎为 0，因此在近零折射率的情况下几乎无横向角移。那么在超大折射率 $\varepsilon=-100.0+0.1\mathrm{i}$ 和 $\mu=-1.3+0.1\mathrm{i}$ 的情况下，观察图 3(b) 为反射系数 r_{p}，r_{s} 的变化曲线，发现反射系数 r_{p} 在入射角较大的情况下会出现一个快速陡变，

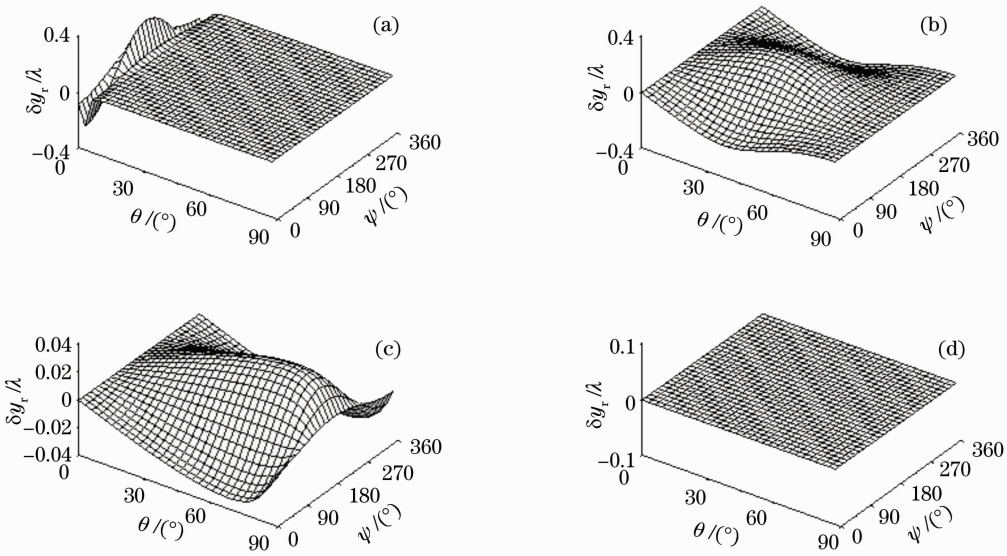

图 2 4 种折射率情况下反射光束横向角移

Fig. 2 Transverse angular shift of the reflected beam with four different refractive indices

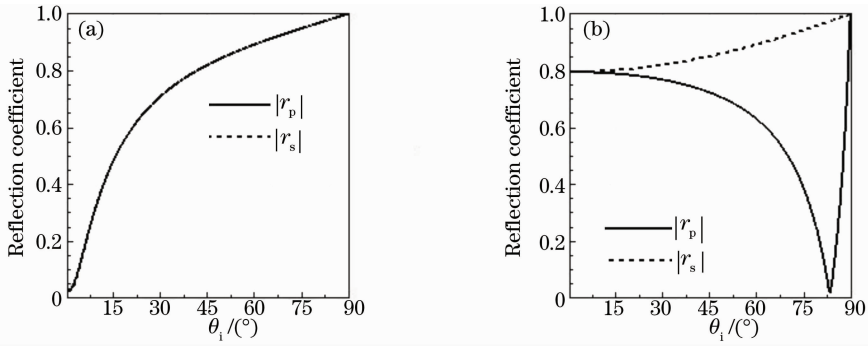

图 3 反射系数 r_p，r_s 在 2 种特殊折射率时随入射角的变化曲线

Fig. 3 Curves of reflection coefficient r_p, r_s in two special refractive indices along with the incident angle

反射系数的这个变化相应地会影响横向角移。当入射角由小到大，在一个较大范围内变化时，2 个反射系数相差很小，此时几乎无横向角移。而光束以较大角度入射时会出现一个快速陡变，相应的横向角移也会出现一个陡变值，陡变之后 2 个反射系数又几乎接近，此时横向角移又变小了。因此在极大折射率的情况下，入射角增大到一个较大值时，横向角移会出现一个突然增大的波动值，其它情况下，横向角移很小。

同样地，纵向角移的出现也有其内在的物理机制。任一高斯光束从右手介质斜入射进入有损左手介质，会同时发生反射和透射现象，若入射角大于全反射临界角时则会发生全反射。本文主要讨论高斯光束的反射模型，但从能量变换的角度出发，入射光束的能量应等于反射光束和透射光束的能量之和。根据平面角谱理论高斯光束由许多平面波组成，假设第 a 个平面波波包含有 N_a 个光子，它的场能量为 $W_a = N_a\omega$。第 a 个波包的线性动量为 $p_a = N_a k_c^a$（令 $\hbar = c = 1$），线性动量纵向分量的转化定律为 $p_x^{\mathrm{i}} = p_x^{\mathrm{r}} + p_x^{\mathrm{t}}$。式中 $p_x^{\mathrm{i}} = N_{\mathrm{i}} k_{\mathrm{i}} \sin\theta_{\mathrm{i}}$，$p_x^{\mathrm{r}} = N_{\mathrm{r}} k_{\mathrm{r}} \sin\theta_{\mathrm{r}} + N_{\mathrm{r}} k_{\mathrm{r}} \Delta\theta_{\mathrm{r}x} \cos\theta_{\mathrm{r}}$ 且 $p_x^{\mathrm{t}} = N_{\mathrm{t}} k_{\mathrm{t}} \sin\theta_{\mathrm{t}} + N_{\mathrm{t}} k_{\mathrm{t}} \Delta\theta_{\mathrm{t}x} \cos\theta_{\mathrm{t}}$。由动量守恒定律得 $N_{\mathrm{r}} + N_{\mathrm{t}} = N_{\mathrm{i}}$。根据文献[20]可知高斯光束的透射光束纵向角移为

$$\delta x_{\mathrm{t}} = z_{\mathrm{t}} \Delta\theta_{\mathrm{t}x}, \tag{15}$$

$$\Delta\theta_{\mathrm{t}x} = \frac{\eta}{k_0 z_{\mathrm{R}x}} \frac{Q_{\mathrm{p}} |t_{\mathrm{p}}|^2 f_{\mathrm{p}}^2 + Q_{\mathrm{s}} |t_{\mathrm{s}}|^2 f_{\mathrm{s}}^2}{|t_{\mathrm{p}}|^2 f_{\mathrm{p}}^2 + |t_{\mathrm{s}}|^2 f_{\mathrm{s}}^2}. \tag{16}$$

纵向角移必然满足线性动量守恒定律为

$$-Q_{\mathrm{r}} \Delta\theta_{\mathrm{r}x} \cos\theta_{\mathrm{r}} + nQ_{\mathrm{t}} \Delta\theta_{\mathrm{t}x} \cos\theta_{\mathrm{t}} = 0, \tag{17}$$

式中 $Q_{\mathrm{r}} = N_{\mathrm{r}} g / N_{\mathrm{i}}$ 与 $Q_{\mathrm{t}} = N_{\mathrm{t}} / N_{\mathrm{i}}$ 分别为能量反射和透射的系数。在经典动力学领域中，$Q_{\mathrm{r}} = f_{\mathrm{p}}^2 |r_{\mathrm{p}}|^2 + f_{\mathrm{s}}^2 |r_{\mathrm{s}}|^2$ 且 $Q_{\mathrm{t}} = n\eta (f_{\mathrm{p}}^2 |t_{\mathrm{p}}|^2 + f_{\mathrm{s}}^2 |t_{\mathrm{s}}|^2)/\mu$，此时动量转换定律仍然成立，因此，高斯光束从右手介质以入射角 θ_{i} 斜入射进入有损左手介质时，反射光束的纵向角移存在且受损耗因子的影响。

由于介质损耗对反射光束的横向和纵向角移有重要影响。图 4 描述了折射率分别为(1)$\varepsilon=-1.2+0.02\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.2+0.02\mathrm{i}$；(2)$\varepsilon=-1.2+0.2\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.2+0.2\mathrm{i}$；(3)$\varepsilon=-0.27+0.02\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.6+0.03\mathrm{i}$ 且 (4)$\varepsilon=-0.27+0.2\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.6+0.3\mathrm{i}$，偏振角为 $\psi=\pi/4$，频率 ω 确定的情况下，纵向角移 δx_r 和横向角移 δy_r 随入射角 θ_i 的变化曲线。与横向角移不同，纵向角移仅由光束衍射效应决定。图 4(a) 中，对比 4 条曲线可以发现负折射率介质的折射率越小，纵向角移 δx_r 越明显，且 δx_r 随着损耗的减小而增大，随着入射角的增加纵向角移 δx_r 最终趋向 0。另外图 4(b) 中，入射角较小时 δy_r 出现了负的角移，随着折射率的增加 $|\delta y_r|$ 减小，且 $|\delta y_r|$ 随着损耗的减小而增加；随着入射角的增大，$|\delta y_r|$ 最终趋向 0。综上所述，δx_r 和 $|\delta y_r|$ 都随着折射率和损耗的减小而增大，且随着入射角的增加最终都有最终趋向 0 的趋势。

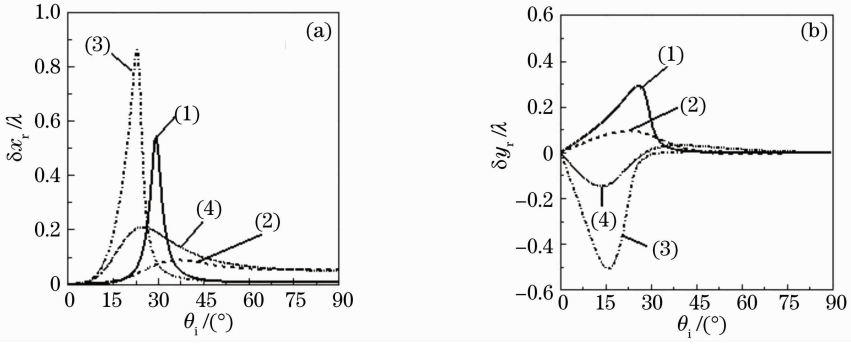

图 4　4 种折射率下高斯反射光束(a)纵向角移 δx_r 和(b)横向角移 δy_r 随着入射角 θ_i 的变化曲线

Fig. 4　(a) Longitudinal angularshift δx_r and (b) transverse angular shift of Gaussian reflection beams δy_r along with the incident angle θ_i for four refractive indices

最后，讨论光束出现负的横向和纵向角移的条件。图 5 所示为(a)$\varepsilon=-1.2+0.02\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.2+0.02\mathrm{i}$，(b)$\varepsilon=-1.2+0.2\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.2+0.2\mathrm{i}$，(c)$\varepsilon=-0.27+0.02\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.6+0.03\mathrm{i}$ 和(d)$\varepsilon=-0.27+0.2\mathrm{i}$ 和 $\mu=-0.6+0.3\mathrm{i}$ 4 种折射率情况下的反射系数。结合图 4，图 5 和横向角移表达(14) 式发现，当满足 $|r_p|<|r_s|$ 条件时，$\delta y_r<0$ 即出现负的横向角移；相反，当满足 $|r_p|>|r_s|$ 条件时，$\delta y_r>0$ 即横向角移为正。然而对于纵向角移而言，其符号保持不变，不出现负的角移。而在负折射率介质界面，光束会出现负的古斯-亨兴位移[21]。然而在实际测量中，如果探测器离界面足够远将不能探测到负

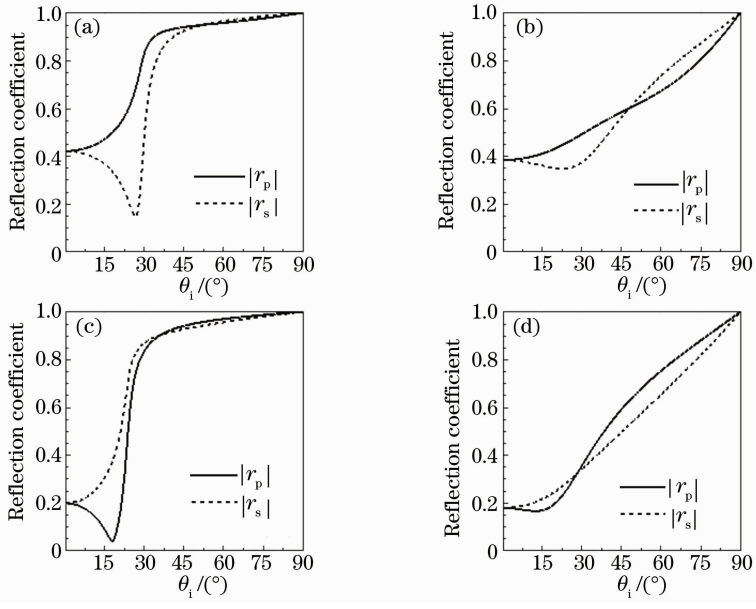

图 5　4 种折射率时的反射系数

Fig. 5　Reflection coefficient for four refractive indices

的古斯-亨兴位移。因为在负折射率界面,角移可能抵消负的古斯-亨兴位移,从而导致光束的纵向位移为正。综上所述,横向角移对于偏振角和反射系数的特殊性以及其在实验中的作用应予以关注。

4 结 论

利用角谱理论建立了高斯光束在空气与超常材料界面上反射场的角移模型。在负折射率界面,正的角移可能抵消负的古斯-亨兴位移,从而导致光束的纵向位移为正。在近零折射率时,在很大入射角范围几乎无横向角移。在极大折射率时,可以实现非常小的横向角移。这是常规折射率介质所不具有的特殊性质,因此近零折射率和超大折射率超常材料可以用来消除反射光束的角移。通过对比不同折射率和损耗,发现随着折射率和损耗的减小,纵向角移和横向角移会逐渐增加,而随着入射角的增加两者都会逐渐减小。对光束角移的研究为应用光学和声学等相关领域的应用提供了一定的理论基础。

参 考 文 献

1 F. Goos, H. Hanchen. Ein never und Fundamentaler versuch zur total reflexion[J]. *Ann. Physik*, 1947, I(6): 333～346

2 F. Goos, H. Hanchen. Neumessung des strahlversetzungeffktes bei total reflexion[J]. *Ann. Physik*, 1949, **5**(3): 251～252

3 O. Costa de Beauregard. Quantized longitudinal and transverse shifts associated with total internal reflection [J]. *Phys. Rev. D*, 1973, **7**(12): 3555～3563

4 C. Imbert. Calculation and experimental proof of the transverse shift induced by total internal reflection of a circularly polarized light beam[J]. *Phys. Rev. D*, 1972, **5**(4): 787～796

5 Wu Zhongyuan, Huang Ming, Yang Jingjing *et al.*. Properties of epsilon-near-zero materials and its potential application [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(2): 458～461
吴中元, 黄 铭, 杨晶晶 等. 近零材料特性及应用探讨[J]. 中国激光, 2009, **36**(2): 458～461

6 Ge Guoku, Li Chunfang, Duan Tao *et al.*. Enhancement of Goos-Hänchen shift in prism-film coupling configuration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(4): 768～772
葛国库, 李春芳, 段 弢 等. 棱镜-薄膜耦合结构中光束 Goos-Hänchen 位移的增强[J]. 光学学报, 2008, **28**(4): 768～772

7 Song Zhitang, Sheng Baoli, Li Guohua *et al.*. New design of bireflective parallel distensible beam splitting polarization prism [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(6): 1428～1432
宋致堂, 盛宝立, 李国华 等. 双反射平行扩束偏光镜新设计[J]. 中国激光, 2009, **36**(6): 1428～1432

8 Zhu Qibiao, Chen Xi, Li Chunfang. Multiple reflections and reshaping effect of finite-sized light beams in thin dielectric slab configuration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(1): 262～267
朱绮彪, 陈 玺, 李春芳. 薄介质板结构中有限光束的多次反射及其重构[J]. 光学学报, 2009, **29**(1): 262～267

9 D. Muller, D. Tharanga, A. A. Stahlhofen *et. al.*. Nonspecular shifts of microwaves in partial reflection [J]. *Europhys. Lett.*, 2006, **73**(4): 526～532

10 M. Merano, A. Aiello, M. P. van Exter *et al.*. Observing angular deviations in the specular reflection of a light beam [J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**: 337～340

11 D. R. Smith, J. B. Pendry, M. C. K. Wiltshire. Metamaterials and negative refractive index [J]. *Science*, 2004, **305**(5685): 788～792

12 Wu Zhongyuan, Huang Ming, Yang Jingjing *et al.*. Properties of epsilon-near-zero materials and its potential application [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(2): 458～461
吴中元, 黄 铭, 杨晶晶 等. 近零材料特性及应用探讨[J]. 中国激光, 2009, **36**(2): 458～461

13 V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ[J]. *Sov. Phys. Usp.*, 1968, **10**(4): 509～514

14 R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. *Science*, 2001, **292**(5514): 77～79

15 H. Luo, Z. Ren, W. Shu *et al.*. Construction of a polarzation insensitive lens from a quasi-isotropic metamaterial slab [J]. *Phys. Rev. E*, 2007, **75**(4): 0266011～02066012

16 H. Luo, Z. Ren, W. Shu *et al.*. Reversed propagation dynamics of Laguerre-Gaussian beams in left-handed materials [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **77**(6): 0238121～0238127

17 H. Luo, S. Wen, W. Shu *et al.*. Rotational doppler effect in left-handed materials [J]. *Phys. Rev. A*, 2008, **78**(3): 0338051～0338056

18 J. D. Jackson. Classical Electrodynamics New York: Wiley, 1999

19 A. Aiello, J. P. Woerdman. Role of beam propagation in Goos-Hanchen and Imbert-Fedorov shifts [J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(13): 1437～1439

20 H. Luo, S. Wen, W. Shu *et al.*. Spin hall effect of a light beam in left-handed materials[J]. *Phy. Rev. A*, 2009, **80**: 043810

21 P. R. Berman. Goos-Hanchen shift in negatively refractive media [J]. *Phys. Rev. E*, 2002, **66**(6): 067603～067605