

双层单负材料结构的古斯-亨兴位移调控

张 曦¹ 许静平¹ 羊亚平^{1,2}

(¹ 同济大学物理系, 上海 200092
² 北京计算科学研究中心, 北京 100084)

摘要 运用反射相位法和高斯光束峰值位移判断法研究了由电单负材料(ENM)和磁单负材料(MNM)组成的双层结构的古斯-亨兴位移现象。首先利用传输矩阵计算结构的反射系数,通过对反射系数的相位分析,发现对于单层的电单负材料和单层的磁单负材料,反射高斯光束的古斯-亨兴位移方向相反,同时位移的大小与材料厚度存在一定的联系。进一步对双层材料传输矩阵进行解析分析,发现由电磁参数互为相反数的电单负材料和磁单负材料组合而成的双层材料,可以便捷地通过改变某一层材料的厚度来调控古斯-亨兴位移的大小和方向。

关键词 物理光学;古斯-亨兴位移调控;传输矩阵;单负材料;高斯光束

中图分类号 O436; O435; O734 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0616002

Control of Goos-Hänchen Displacement on Bilayer Structure Composed of Single Negative Materials

Zhang Xi¹ Xu Jingping¹ Yang Yaping^{1,2}

(¹ Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China
² Beijing Computational Science Research Center, Beijing 100084, China)

Abstract Goos-Hänchen effect which occurs on the surface of bilayer composed of electric-negative-material (ENM) slab and magnetic-negative-material (MNM) slab is analyzed by using the reflective-phase method and the Gaussian-beam peak-shift criterion. And by using the transfer matrix, it is found that the directions of Goos-Hänchen displacement are different between the situation when the beams reflect from the ENM and the situation that happen on MNM. It also shows that the Goos-Hänchen displacement of such bilayer can be controlled expediently by adjusting the thickness of one layer as the indices of ENM slab are opposite to those of MNM slab.

Key words physical optics; control of Goos-Hänchen displacement; transfer matrix; single-negative-material; Gaussian beam

OCIS codes 160.3918; 260.5430; 260.2110; 310.6860

1 引 言

单负材料是介电系数或磁导率为负值的特异材料,介电系数小于零的材料($\epsilon < 0$ and $\mu > 0$)被称为电单负材料(ENM),而磁导率小于零的材料($\epsilon > 0$ and $\mu < 0$)被称为磁单负材料(MNM)。在光波频段,当频率低于等离子体振荡频率时,金属是天然的电单负材料,其负介电系数可以通过调整等离子体振荡频率或入射光频率来调节(如选择合适的金属)^[1];磁单负材料只能是人工材料,可通过设计亚

波长的周期性金属-介电复合材料来实现,其负的磁导率可以通过调节亚波长单元特性以及元胞长度等来调节^[2]。因为波矢在单负材料中为复数,电磁波在其中只能以倏逝场的形式存在,所以电磁波入射到单负材料表面时会发生全反射。但是如果将电单负材料和磁单负材料结合在一起,一定条件下这种双层结构对电磁波将是透明的^[3]。单负材料将来有着广阔的应用前景,近年来国内对单负材料的电磁特性进行了大量的研究。如张亚军等^[4]研究了单负

收稿日期: 2011-01-07; 收到修改稿日期: 2011-04-06

基金项目: 国家自然科学基金(91021012, 10904113)和同济大学青年优秀人才培养行动计划(2009KJ068)资助课题。

作者简介: 张 曦(1985—),男,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: differentbeat@163.com

导师简介: 许静平(1980—),男,博士,副教授,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: xx_jj_pp@hotmail.com

材料界面上的反射相位特性,其他在单负材料于光子晶体中的应用与特性方面也取得了很多成果和进展^[5~7]。

当光线在两种不同介质的界面上发生全反射的时候,会发生与几何光学上所预言的光路不同的侧向位移,这就是古斯-亨兴效应^[8]。Artman^[9]认为古斯-亨兴位移的产生是因为入射光线的不同切线波矢分量在反射后会发不同的相变,而使反射光束产生侧向位移。目前已有许多文献研究了在不同材料和结构中的古斯-亨兴位移。比如在吸收介质^[10],弱吸收电介质板^[11],半无限大单负材料界面上^[12],一维光子晶体缺陷模中^[13]以及包含左手材料的结构中^[14]的古斯-亨兴位移。

在以往关于古斯-亨兴位移的研究中,大多数都是集中在通过构造多层电介质结构^[13~15]来改变色散关系从而改变反射相位的性质来增大古斯-亨兴位移。但是在这些结构中,古斯-亨兴位移的大小和方向并不能简单地通过某一个参数来调节,而必须事先经过理论计算而后才能确定调节参量。本文假设两类单负材料都是各向同性和均匀的,通过研究由电单负和磁单负组成的双层结构的古斯-亨兴现象,发现对于具有相反电磁参数的电单负和磁单负材料组成的共轭双层结构,通过单调控制某一层的厚度就可以控制古斯-亨兴位移的大小和方向。

2 理论模型和计算方法

本文讨论如图 1 所示置于空气中的双层结构对反射光古斯-亨兴位移的影响。第 1 层材料的介电系数、磁导率和厚度分别为 ϵ_1, μ_1 和 d_1 。第 2 层材料的参数为 ϵ_2, μ_2 和 d_2 。建立坐标如图 1 所示,法线方向为 z 轴,第 1 层材料的下表面为 $z=0$ 。入射

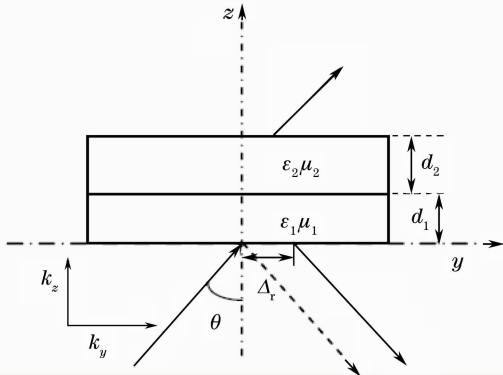


图 1 双层结构示意图,入射面为 $z=0$ 平面

Fig. 1 Schematic diagram of the bilayer structure and the incident plane is $z=0$

光线以入射角 θ 从下往上入射,在第 1 层材料的下表面和第 2 层材料的上表面上反射和透射。其中的虚线表示几何光学的光路,而实线表示实际情况的反射光路。反射光在下表面上的场强中心与几何光学的反射点之间的位移为反射古斯-亨兴位移 Δ_r 。

用两种方法来计算古斯-亨兴位移。第一种方法是反射相位法,这种算法适用于束腰很宽的高斯光束。对于束腰很宽的入射高斯光束,其反射古斯-亨兴位移可以用下式近似求得^[5]:

$$\Delta_r = -\frac{\lambda}{2\pi} d\Phi_r / d\theta, \quad (1)$$

式中 Φ_r 表示整个结构的反射系数的相位。 λ 为入射波的波长, θ 为入射角。

由(1)式可知,只要求得反射系数的相位随入射角的变化率就可在解析上近似得出反射光的古斯-亨兴位移。对于所要讨论的结构,可以通过传输矩阵求得结构的反射系数再根据(1)式计算古斯-亨兴位移。

从麦克斯韦方程组出发,依据电磁场在界面处切向分量连续的原理可以构建光波在多层结构中的传输矩阵。电场与磁场在各个界面上的切向分量可以通过传输矩阵确定^[8]:

$$\mathbf{M}_j^{\text{TM/TE}}(d_j, k_y) = \begin{bmatrix} \cos(k_{z_j} d_j) & i \frac{1}{q_j^{\text{TM/TE}}} \sin(k_{z_j} d_j) \\ i q_j^{\text{TM/TE}} \sin(k_{z_j} d_j) & \cos(k_{z_j} d_j) \end{bmatrix}, (j = 1, 2) \quad (2)$$

式中 ϵ_j 和 μ_j 为第 j 层材料的相对介电系数与相对磁导率, $k_y = \frac{\omega}{c} \sin \theta$ 为入射电磁波波矢平行于介面的分量, $k_{z_j} = \sqrt{(\omega^2/c^2)\epsilon_j\mu_j - k_y^2}$ 为波矢在 j 层中 z 方向上的分量。对于 TE 模式,即入射电磁场的电场极化方向为 x 垂直于入射面, $q_j^{\text{TE}} = k_{z_j}/(\omega\mu_j\mu_0)$,而对于 TM 模式,即指磁场方向为 x , $q_j^{\text{TM}} = k_{z_j}/(\omega\epsilon_j\epsilon_0)$ 。 ϵ_0 和 μ_0 为真空中的介电系数和磁导率。

对于图 1 中的两层结构,总传输矩阵为

$$\mathbf{X}^{\text{TM/TE}} = \prod_{j=1}^2 \mathbf{M}_j^{\text{TM/TE}}(d_j, k_y), \quad (3)$$

从而可以得到结构的反射系数 $r(k_y)$ ^[8]:

$$r(k_y) = \frac{q_0 X_{22}(k_y) - q_s X_{11}(k_y) - [q_s q_0 X_{12}(k_y) - X_{21}(k_y)]}{q_0 X_{22}(k_y) + q_s X_{11}(k_y) - [q_s q_0 X_{12}(k_y) + X_{21}(k_y)]} = A \exp(i\Phi_r), \quad (4)$$

由于上下为真空, $q_s = q_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0} \cos \theta$ 。 $X_{ij}(k_y)$ 为

传输矩阵 \mathbf{X} 第 i 行第 j 列上的元素。 Φ_r 为反射系数相位。通过传输矩阵求得材料的反射系数之后代入 (1) 式可求得材料表面上发生的古斯-亨兴位移。

然而在实验中,单频激光产生的是束腰为有限宽的高斯光束。对于束腰为有限宽的高斯光束,其在表面上被反射所产生的古斯-亨兴位移就必须用第二种方法,即高斯光束峰值判断法来计算。对于 TE 极化的束腰半径为 W 的单频入射高斯光束,入射角为 θ ,其电场分布^[8]为

$$E_x^i(z, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(k'_y) \exp(ik'_z z + ik'_y y) dk'_y, \quad (5)$$

$$f(k'_y) = (W_y/\sqrt{2}) \exp[-W_y^2(k'_y - k_{y0})^2/4], \quad (6)$$

式中 $W_y = W \sec \theta$, $k_{y0} = k \sin \theta$ 。 $f(k'_y)$ 是高斯光束中的角谱,而反射光束电场分布则为

$$E_x^r(z, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} r(k'_y) f(k'_y) \times \exp(ik'_z z + ik'_y y) dk'_y, \quad z \leq 0 \quad (7)$$

因为不同 k'_y 成分的平面波的反射系数都不相同,都存在不同的古斯-亨兴位移,所以反射光束将会发生变形。定义有限束腰的高斯光束的反射古

斯-亨兴位移为 δ_r , 表达为^[8]

$$\delta_r = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} y |E_x^r(z=0, y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_x^r(z=0, y)|^2 dy}. \quad (8)$$

3 计算结果与分析

以下的计算中仅讨论 TE 极化的高斯光束的古斯-亨兴位移,对于同种结构, TM 波的古斯-亨兴位移与 TE 波的古斯-亨兴位移正好相反。

3.1 单层单负材料的古斯-亨兴位移

考虑单层的单负材料,即图 1 中,第 2 层不存在,只存在第 1 层。对于单层单负材料,其反射系数可以解析为

$$r(\theta, d_1) = \frac{q_1/q_0 - q_0/q_1}{[2\cos(k_{z_1} d_1)]/[i\sin(k_{z_1} d_1)] - (q_0/q_1 + q_1/q_0)}. \quad (9)$$

由于单负材料中波矢为虚数, (9) 式中 $z_{z_1} = i\omega/c \sqrt{|\epsilon_1 \mu_1| + \sin^2 \theta}$ 为纯虚数,所以 $\cos(k_{z_1} d_1)$ 为实数, $\sin(k_{z_1} d_1)$ 和 $q_1^{\text{TE}} = k_{z_1}/\omega\mu_1\mu_0$ 为纯虚数,那么可以将反射系数形式整理为

$$r(\theta, d_1) = \frac{q_1/q_0 - q_0/q_1}{[-4\cos^2(k_{z_1} d_1)]/[\sin^2(k_{z_1} d_1)] - (q_0/q_1 + q_1/q_0)^2} \left[\frac{2\cos(k_{z_1} d_1)}{i\sin(k_{z_1} d_1)} + q_0/q_1 + q_1/q_0 \right] = \alpha(\chi + \beta), \quad (10)$$

式中 $\alpha = \frac{q_1/q_0 - q_0/q_1}{[-4\cos^2(k_{z_1} d_1)]/[\sin^2(k_{z_1} d_1)] - (q_0/q_1 + q_1/q_0)^2}$ 与 $\beta = q_0/q_1 + q_1/q_0$ 为纯虚数, $\chi = \frac{2\cos(k_{z_1} d_1)}{i\sin(k_{z_1} d_1)}$ 为实数。所以反射系数相位为

$$\Phi_r = \arctan \left[\frac{\text{Im } r(\theta, d_1)}{\text{Re } r(\theta, d_1)} \right] = \arctan \left(\frac{\text{Re } \chi}{\text{Im } \beta} \right). \quad (11)$$

分别考虑电单负材料板和磁单负材料板的性质。将电单负材料的参数定义为 $\epsilon_{1\text{ENM}}$, $\mu_{1\text{ENM}}$ 和 $d_{1\text{ENM}}$, 而磁单负材料的参数为 $\epsilon_{1\text{MNM}}$, $\mu_{1\text{MNM}}$ 和 $d_{1\text{MNM}}$ 。如果电单负材料和磁单负材料的介电系数和磁导率互为相反数,即 $\epsilon_{1\text{ENM}} = -\epsilon_{1\text{MNM}}$ 和 $\mu_{1\text{ENM}} = -\mu_{1\text{MNM}}$, 且两种材料的厚度相同,即 $d_{1\text{ENM}} = d_{1\text{MNM}} = d_1$, 那么很容易证明 $r_{\text{ENM}} = r_{\text{MNM}}^*$ 和 $\Phi_{\text{r(ENM)}} = -\Phi_{\text{r(MNM)}}$ 。由于反射系数互为共轭,把电磁参数互为相反数且材料厚度相等的两种单负材料板称之为互

为共轭的单负材料对。由于互为共轭的单负材料的反射相位相反,其反射相位对入射角度的倒数,即古斯-亨兴位移相反,表达式为

$$\frac{d\Phi_{\text{r(ENM)}}}{d\theta} = -\frac{d\Phi_{\text{r(MNM)}}}{d\theta}. \quad (12)$$

考虑如下互为共轭的电单负材料板和磁单负材料板, $\epsilon_{1\text{ENM}} = -3$, $\mu_{1\text{ENM}} = 2$ 和 $\epsilon_{1\text{MNM}} = 3$, $\mu_{1\text{MNM}} = -2$, $d_1 = \lambda$, 利用反射相位法计算反射相位和古斯-亨兴位移,如图 2 所示。

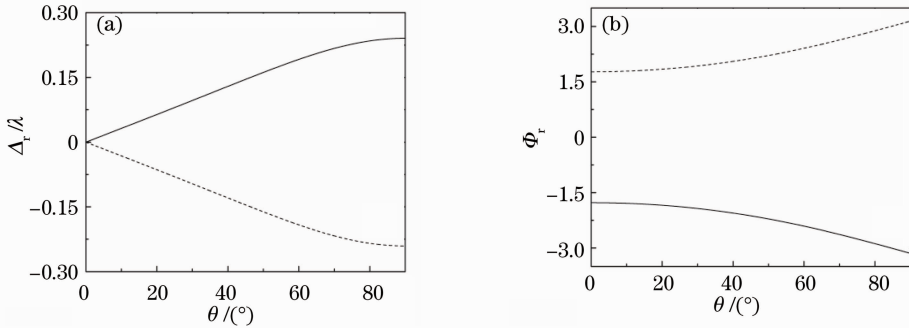


图 2 (a)TE 极化的无限大束腰高斯光束古斯-亨兴位移随入射角的变化, (b)对应的反射相位随入射角的变化
Fig. 2 (a) Change of Goos-Hänchen displacement with incident angle of the TE polarization Gaussian beam with infinite waist, (b) change of corresponding reflective phase with incident angle

图 2 中实线对应为单层电单负材料 $\epsilon_{1ENM} = -3, \mu_{1ENM} = 2$ 的情况。而虚线对应为共轭的单层磁单负材料, $\epsilon_{1MNM} = 3, \mu_{1MNM} = -2$, 两种单负材料的厚度均为 λ 。可见, TE 极化的光束照射到单层电单负材料上的位移为正, 照射到单层磁单负材料上的古斯-亨兴位移为负。对于相同的入射角, 互为共轭的这两种单负材料板上的古斯-亨兴位移大小相等方向相反, 且反射相位互为相反数。

再考虑有限束腰的高斯光束照射到图 2 中的互为共轭的单层单负材料上的情况。为便于观察古斯-亨兴位移, 故取束腰较小的高斯光束 $W = 1.3\lambda$, 入射角 $\theta = 60^\circ$ 即 $k_{y_0} = k \sin 60^\circ$ 。入射高斯光束和反射高斯光束在表面上的电场分布如图 3 所示。

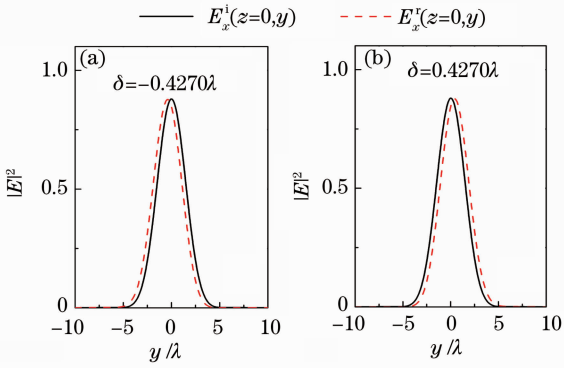


图 3 高斯光束在(a)磁单负材料和(b)电单负材料界面上入射场与反射场分布

Fig. 3 Reflect and incident Gaussian beam's field distribution on the (a) MNM and (b) ENM

图 3 显示的是 TE 极化的束腰 $W = 1.3\lambda$ 的高斯光束以入射角 60° 照射在单负材料板上, 其入射场(实线)和反射场(虚线)在表面上的分布。因为单负材料内部只存在倏逝场, 高斯光束几乎被全反射,

所有反射场的强度和入射场的强度几乎相同。从图中很明显可以看到反射场峰值对应的位置与入射场的峰值对应的位置并不重合, 存在一个侧向位移, 该位移就是(8)式中定义的有限束腰高斯光束的古斯-亨兴位移 δ_r 。对于互为共轭的两种单负材料, 古斯-亨兴位移的大小相等, 方向相反, $\delta_{rENM} = -\delta_{rMNM} = 0.4270\lambda$ 。该值大小与图 2 中用反射相位法计算的古斯-亨兴位移 Δ_r 不同, 这是因为图 2 中的结果是束腰无限大的高斯光束的结果, 但是性质相同, 即电单负材料板的古斯-亨兴位移都小于零, 而磁单负材料的位移大于零。

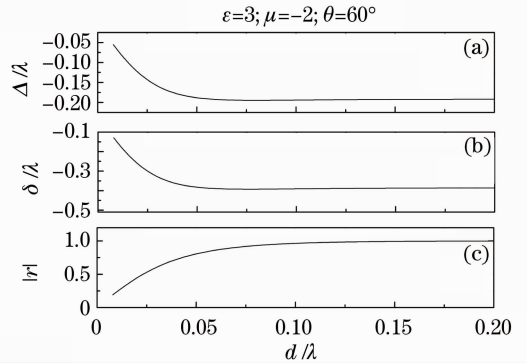


图 4 (a)束腰无限大和(b)束腰 $W = 1.3\lambda$ 的高斯光束在磁单负材料板上的反射古斯-亨兴位移随厚度的变化, (c)反射系数的模随材料板厚度的变化

Fig. 4 Goos-Hänchen displacement changes with the thickness of MNM slab of (a) Gaussian beam with infinite waist and (b) waist $W = 1.3\lambda$, (c) modulus of reflection coefficient changes with the thickness

通过观察(10)式可知, 反射系数是材料板厚度的函数, 所以古斯-亨兴位移大小也与材料板厚度相关。图 4 用反射相位法和高斯光束峰值判断法分别计算了束腰无限大和有限大 $W = 1.3\lambda$ 的高斯光束

以入射角 $\theta=60^\circ$ 照射到磁单负材料板时, 反射古斯-亨兴位移随厚度的变化。

由图 4 可见, 在单负材料板较薄时 (小于 0.05λ), 古斯-亨兴位移变化明显, 基本上随厚度增加而单调递增。而随着材料板的继续加厚, 入射电磁波绝大部分发生了全反射, 反射系数不再随着材料厚度有明显变化, 所以固定电磁参数下的单负材料的古斯-亨兴位移不再变化。

3.2 互为共轭的单负材料组成的双层结构上的古斯-亨兴位移

由于互为共轭的电单负材料和磁单负材料的古斯-亨兴位移方向相反, 那么如果将其组合在一起, 总的古斯-亨兴位移是否会有代数相加的性质。如果有, 那么就能够通过简单调节某一层的厚度来调控整个结构的古斯-亨兴位移的大小和方向。

考虑如图 1 所示的由电磁参数互为相反数的两层单负材料板组成的结构, $\epsilon_1 = -\epsilon_2, \mu_1 = -\mu_2, \epsilon_1\mu_1 < 0$ 。对于这样的两层结构, 有 $q_1 = -q_2 = Q, k_{z_1} = k_{z_2} = k_z$ 。则总传输矩阵 \mathbf{X} 可以整理得

$$\mathbf{X} = \begin{cases} \cos[k_z(d_1 - d_2)] & i\frac{1}{Q}\sin[k_z(d_1 - d_2)] \\ iQ\sin[k_z(d_1 - d_2)] & \cos[k_z(d_1 - d_2)] \end{cases} \quad (13)$$

与(2)式比较可以看出, 共轭的单负材料组成的双层结构, 与单层单负材料具有完全相同的性质, 并具有等效厚度 $d_1 - d_2$ 。如果 $d_1 > d_2$, 整个结构显示第 1 层材料的性质; 而如果 $d_1 < d_2$, 等效厚度小于零, 由于共轭材料的矩阵互为共轭, 所以整个结构显示第 2 层的性质。因为单层电单负材料板上的古斯-亨兴位移与单层磁单负材料板上古斯-亨兴位移的方向相反, 所以由互为共轭的单负材料组成的双层结构可以通过改变其中一层材料板的厚度, 来实现结构表面上古斯-亨兴位移从负到正的变化。

对此考虑由磁单负材料 $\epsilon_1 = 3, \mu_1 = -2$ 和电单负材料 $\epsilon_1 = -3, \mu_1 = 2$, 组合而成的双层结构, 固定第 1 层材料的厚度为 $d_1 = 0.7\lambda$ 。对于光入射角为 60° 的无限大束腰的高斯光束, 应用(1)式计算反射古斯-亨兴位移随第 2 层材料厚度的变化, 如图 5 所示。

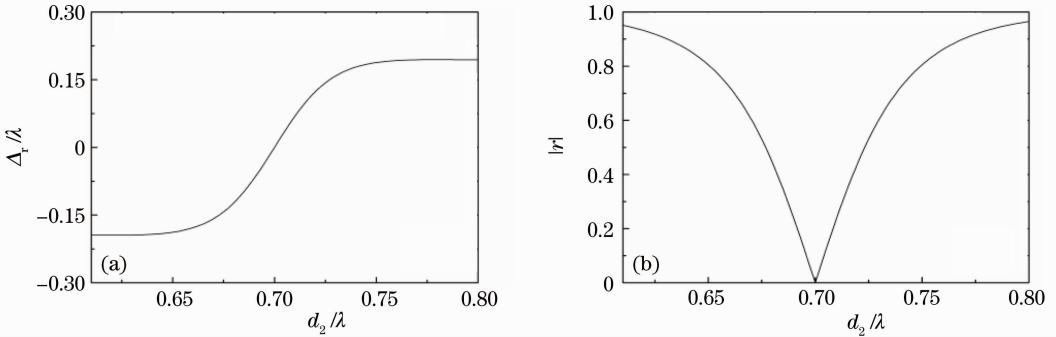


图 5 (a) 反射古斯-亨兴位移 Δ_r 随第 2 层材料厚度的变化, (b) 相应的反射系数的模随 d_2 的变化

Fig. 5 (a) Reflection Goos-Hänchen displacement Δ_r changes with the 2nd slab's thickness, (b) reflection modulus changes with the 2nd slab's thickness d_2

图 5 为应用相位法计算以 60° 入射到共轭双层结构上时, 古斯-亨兴位移和反射系数模值伴随材料厚度的改变。其中 $\epsilon_1 = 3, \mu_1 = -2, d_1 = 0.7\lambda, \epsilon_2 = -3, \mu_2 = 2$ 。从图 5(a) 可见, 随着第 2 层材料的厚度从 $d_2 < d_1$ 变化到 $d_2 > d_1$, 整个结构的反射古斯-亨兴位移从 -0.2λ 单调增加到 0.2λ , 而且关于厚度 $d_2 = d_1 = 0.7\lambda$ 反对称。也就是说当 $d_2 < d_1$ 时, 整个结构显示第 1 层即磁单负材料的性质, 古斯-亨兴位移小于 0; 而当 $d_2 > d_1$ 时, 显示第 2 层即电单负材料的性质, 古斯-亨兴位移大于 0。当 $d_2 = d_1$ 时, 电单负材料的效应和磁单负材料的效应相互抵消, 对电磁波透明, 反射系数为 0, 也没有古斯-亨

兴位移了。

再考虑有限束腰 $W = 1.3\lambda$ 的高斯光束入射到这样的双层结构中的情况。利用高斯光束峰值判断法计算了反射古斯-亨兴位移 δ_r 随第 2 层材料厚度 d_2 变化的情况, 如图 6(a) 所示。同时选取 $d_2 = 0.65\lambda$ 和 0.75λ 两种情况绘制了电场在表面的分布图, 如图 6(b), (c) 所示。从图 6(a) 可见, 对于有限束腰的高斯光束, 其古斯-亨兴位移随 d_2 的变化满足推论, 随着 d_2 的增加, 古斯-亨兴位移从 -0.4λ 单调增加到 0.4λ , 而且关于 $d_2 = d_1 = 0.7\lambda$ 反对称。通过对图 6(b) 和 (c) 的对比也证明了可以通过调节 d_2 来改变整个结构的性质。

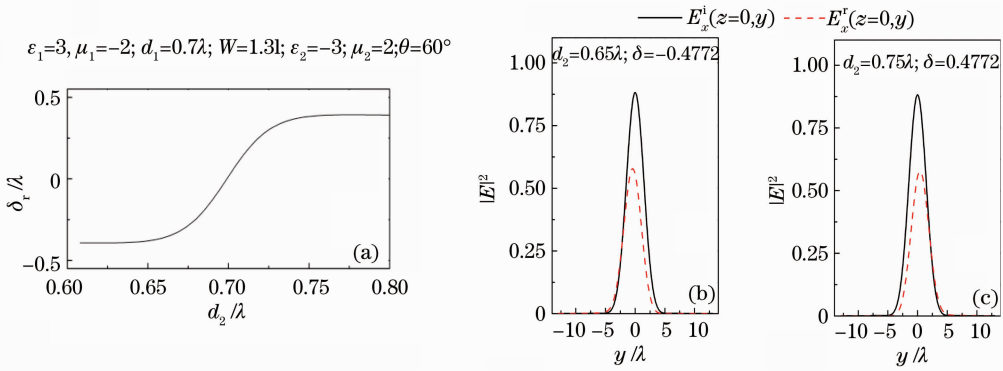


图 6 (a) 高斯光束反射古斯-亨兴位移 δ_r 随第 2 层材料厚度 d_2 的变化。(b) 和 (c) 分别显示了在 $d_2 = 0.65\lambda$ 和 $d_2 = 0.75\lambda$ 时反射表面上的入射场(实线)和反射场(虚线)分布

Fig. 6 (a) Reflection Goos-Hänchen displacement of Gaussian beam δ_r changes with the 2nd slab's thickness d_2 , incident (solid line) and reflective (hashed line) field distributions on reflective surface when $d_2 = 0.65\lambda$ (b) and $d_2 = 0.75\lambda$ (c)

4 结 论

当 TE 极化的电磁波照射到磁单负材料上时, 会发生负方向的古斯-亨兴位移; 而照射在电单负材料上的古斯-亨兴位移为正方向。将 $\epsilon_1 = -\epsilon_2, \mu_1 = -\mu_2$ 的电单负材料和磁单负材料组成双层结构, 整个结构的性质只显示出单层单负材料的性质, 等效厚度为 $d_1 - d_2$ 。 d_1 和 d_2 的相对大小决定了整个结构的性质, 整个结构表现为较厚一层的单层材料的电磁性质。这就可以通过简单调节某一层材料的性质来操控古斯-亨兴位移的大小和方向。对于 TM 极化的电磁波, 也有相同的结论。

参 考 文 献

- 1 G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener. Low-loss negative-index metamaterial at telecommunication wavelengths[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(12): 1800~1802
- 2 G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener. Cut-wire pairs and plate pairs as magnetic atoms for optical metamaterials[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(23): 3198~3200
- 3 A. Alu, N. Engheta. Pairing an epsilon-negative slab with a mu-negative slab; resonance, tunneling and transparency[J]. *IEEE Tran. Antennas Propag.*, 2003, **51**(10): 2558~2571
- 4 Zhang Yajun, Lin Chao, Han Peng. Reflective phase changes at the interfaces between the single-negative and double-positive materials[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(1): 135~138
张亚军, 林超, 韩鹏. 单负材料界面处反射相位特性研究[J]. *光子学报*, 2010, **39**(1): 135~138
- 5 Su An, Zhang Ning. Transmission spectrum characteristics of single-negative materials with one-dimensional photonic crystal[J]. *Chin. J. Lumin.*, 2010, **31**(3): 439~444
苏安, 张宁. 单负材料一维光子晶体的透射谱特性[J]. *发光学报*, 2010, **31**(3): 439~444

- 6 Zhang Yajun, Han Peng, Lin Chao. Air defect in one-dimensional photonic crystal heterostructures with single-negative materials[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(s1): 193~197
张亚军, 韩鹏, 林超. 含空气缺陷层的单负材料一维光子晶体特性研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(s1): 193~197
- 7 Yin Chengping, Liu Nianhua. Research on optical properties of one-dimensional photonic crystals constructed by two kinds of single-negative materials[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2004, **10**(4): 169~172
尹承平, 刘念华. 两类单负材料组成的一维光子晶体的光学特性研究[J]. *量子光学学报*, 2004, **10**(4): 169~172
- 8 F. Goos, H. Hänchen. Ein neuer und fundamental versuch zur totalreflexion[J]. *Ann. Phys.*, 1947, **436**(7): 333~346
- 9 K. Artmann. Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektieren Strahles [J]. *Ann. Phys.*, 1948, **437**(1-2): 87~102
- 10 W. J. Wild, C. L. Giles. Goos-Hänchen shifts from absorbing media[J]. *Phys. Rev. A*, 1982, **25**(4): 2099~2101
- 11 Liguang Wang, Hong Chen, Shiyao Zhu. Large negative Goos-Hänchen shift from a weakly absorbing dielectric slab[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(21): 2936~2938
- 12 Xiaolong Hu, Yidong Huang, Wei Zhang. Opposite Goos-Hänchen shifts for transverse-electric and transverse-magnetic beams at the interface associated with single-negative materials [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(8): 899~901
- 13 Ligang Wang, Shiyao Zhu. Giant lateral shift of a light beam at the defect mode in one-dimensional photonic crystals[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(1): 101~103
- 14 Ilya V. Shadrivov, Alexander A. Zharov, Yuri S. Kivshar. Giant Goos-Hänchen effect at the reflection from left-handed metamaterials [J]. *App. Phys. Lett.*, 2003, **83** (13): 2713~2716
- 15 Dai Qiaofeng. Negative Goos-Hänchen shifts of two-dimensional photonic crystal[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2010, **47**(7): 071301
戴峭峰. 二维光子晶体的负古斯-汉森位移[J]. *激光与光电子学进展*, 2010, **47**(7): 071301