

不同材料逆古斯汉欣位移机理的对比研究

胡金兵, 陈家璧, 庄松林

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 通过计算分界面附近的能流矢量曲线,对贵金属、超材料和负折射光子晶体表面的逆古斯汉欣位移的物理机制进行了研究.结果表明,虽然一定频率的入射光波在这3类材料表面反射时都能产生逆古斯汉欣位移,但逆古斯汉欣位移发生的物理机制完全不同.金属表面产生的逆古斯汉欣位移是因为TM偏振入射光诱导金属表面自由电子振荡,从而激发表面等离子体波;超材料表面产生的逆古斯汉欣位移是因为反射光束相对入射光束发生了相位突变;负折射光子晶体表面产生的逆古斯汉欣位移是光子晶体的等效负折射效应和周期性表面的综合作用,即全反射时激发了后向表面波.

关键词: 逆古斯汉欣位移; 超材料; 光子晶体; 后向表面波

中图分类号: O 436.1

文献标志码: A

Physical Mechanism of the Inverse Goos-Hänchen Shift of Different Materials

HU Jinbing, CHEN Jiabi, ZHUANG Songlin

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Based on the calculation of the energy flux around the interface, the physical mechanisms of inverse Goos-Hänchen (GH) shifts on the surfaces of noble metal, metamaterial and negatively refractive photonic crystals were investigated. The results show that, although the inverse GH shifts may occur on the surfaces of three kinds of material in a similar manner, the physical mechanisms corresponding to those phenomena are completely distinct. The inverse GH shift of noble metal is based on the fact that the incidence of TM polarized light induces the oscillations of delocalized electrons at the surface of noble metal, which results in a surface plasmon wave. The GH shift of metamaterial is due to the mutation of the phase of reflectivity and the reason for negatively refractive photonic crystal is the synthetic action of effective negative refraction and periodicity of surface, i.e., the excitation of backward surface wave.

Keywords: inverse Goos-Hänchen shift; metamaterial; photonic crystals; backward surface wave

收稿日期: 2015-06-17

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61177043); 上海理工大学博士创新基金资助项目(JWCXSL1401)

第一作者: 胡金兵(1985-),男,讲师.研究方向:光子晶体及器件设计. E-mail: hujinbing@usst.edu.cn

古斯汉欣位移是指入射光束在材料分界面发生全反射时,实际反射光束相对于几何光学预言的反射光束沿分界面的微小位移.因为最早于1947年由Goos和Hänchen^[1]在实验上观察到,故称为古斯汉欣位移.对此现象,Artmann^[2]解释为:由于实际入射光具有一定的空间谱宽,可看成一系列单色平面波的叠加.在经历全反射后,每个平面波分量都具有与其他分量稍微不同的相移.这些平面波分量再度合成实际反射光束时,反射光束相对于入射光束存在一个相位突变,体现在实际的物理场景就是光束沿分界面的横向偏移.近年来,负折射率材料^[3-4]的出现以及古斯汉欣位移在集成光学、导波光学和微纳光学中的广泛应用,使得逆古斯汉欣位移的研究成为研究热点之一.目前,关于逆古斯汉欣位移的研究主要集中在两个方面:一个是单界面的逆古斯汉欣位移,包括半无穷大超材料^[5-6]、光子晶体^[7-8]和贵金属^[9-11].通常情况下,单界面的逆古斯汉欣位移非常小,只有入射波长量级,实验上非常难检测,但对于理解光与物质的相互作用具有非常重要的意义.另一个是复合界面上的增强逆古斯汉欣位移,如含弱吸收介质的多层平板波导结构^[12]、非对称双棱镜结构^[13]、双面金属包覆介质波导^[14]等.复合界面上的逆古斯汉欣位移一般可以达到亚毫米量级,且对环境 and 结构参数非常敏感,因此在传感器领域有着非常广泛的应用.鉴于逆古斯汉欣位移的潜在应用价值,本文通过计算分界面附近的能流矢量曲线,主要研究超材料、贵金属和负折射光子晶体界面上产生逆古斯汉欣位移物理机理的异同.

1 理论分析

不失一般性,假设波长为 λ 的高斯光束从自由空间以角度 θ 入射到半无穷大材料表面,结构如图1所示.1为自由空间,折射率 $n_1=1$;2为反射介质(贵金属、超材料或光子晶体),折射率为 n_2 .首先,分析介质2为贵金属(如Au,Ag,Cu)时反射光的古斯汉欣位移.由经典电动力学知道,在可见光和近红外波段,贵金属介电系数为负.利用菲涅尔反射公式,经过简单的数学运算,可以得到S和P偏振反射光的相移公式为^[9-10]

$$\delta_S = \text{Im} \left\{ \ln \left[\frac{n_1 \cos \theta - (\hat{n}_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}{n_1 \cos \theta + (\hat{n}_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \right] \right\} \quad (1)$$

$$\delta_P = \text{Im} \left\{ \ln \left[\frac{\hat{n}_2^2 \cos \theta - n_1 (\hat{n}_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}{\hat{n}_2^2 \cos \theta + n_1 (\hat{n}_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \right] \right\} \quad (2)$$

式中: δ_S, δ_P 分别表示S和P偏振反射光的相移;Im表示求虚部.

然后,利用下面Artmann的经典公式^[2]

$$D = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\delta(\theta)}{d\theta} \quad (3)$$

将式(1)和式(2)代入式(3)可以得到贵金属表面S和P偏振光波的古斯汉欣位移 D_S 和 D_P .

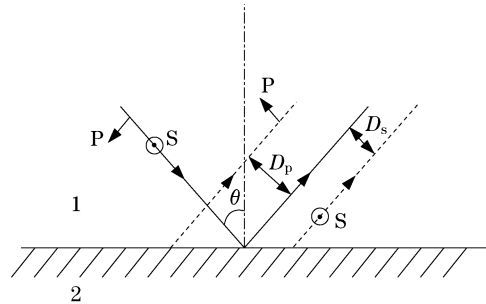


图1 高斯光束在自由空间1和反射介质2分界面处反射
Fig.1 Reflection of Gaussian beam at the interface between free space 1 and reflected medium 2

超材料是指等效介电系数和等效磁导率同时为负值的人工合成材料,最早由前苏联科学家Veselago^[15]在1968年提出.由于其最小单元相对于入射电磁波波长小很多,可以等效为各向同性均匀材料.因此,其等效介电系数 ϵ_{eff} 和等效磁导率 μ_{eff} 可以通过等效介质理论得到,折射率 $n = -\sqrt{\epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}}$.2002年,Berman^[16]严格推导了普通材料和超材料分界面S和P偏振光的古斯汉欣位移,分别为

$$D_S = \frac{2 \sin \theta (1 - \epsilon_2 \mu_2 / \epsilon_1 \mu_1) \mu_2 / \mu_1}{k_1 \left(\frac{\mu_2^2}{\epsilon_1^2} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - \frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1} \right) \sqrt{\sin^2 \theta - \frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}}} \quad (4)$$

$$D_P = \frac{2 \sin \theta (1 - \epsilon_2 \mu_2 / \epsilon_1 \mu_1) \epsilon_2 / \epsilon_1}{k_1 \left(\frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1^2} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - \frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1} \right) \sqrt{\sin^2 \theta - \frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}}} \quad (5)$$

式中, $\epsilon_1, \mu_1, \epsilon_2, \mu_2$ 分别是入射介质介电系数、磁导率和反射介质介电系数、磁导率.

显然,式(4)和式(5)分母都大于零.因此,对于S偏振光,古斯汉欣位移的正负由 μ_2 / μ_1 的符号决定;而P偏振光,古斯汉欣位移的正负由 ϵ_2 / ϵ_1 的符号决定.

光子晶体是指具有光子带隙特性的人造周期性结构的材料,最早由John^[17]和Yablonovitch^[18]于1987年分别提出来.通过控制其填充比、介电常数差和晶格结构,光子晶体也可以实现负的等效折射率.然而,由于光子晶体基本单元跟入射波长相比拟,等效介质理论不再适用.同时,光子晶体表面折

射率呈现周期性变化,具有很强的表面效应.因此,上面推导古斯汉欣位移的方法不能应用于光子晶体.这里,先利用时域有限差分法得到光子晶体表面反射光的场分布 $E^r(x, z)$, 然后再根据下面表达式^[19]

$$D = \frac{\int_x |E^r(x, 0)|^2 dx}{\int_x |E^i(x, 0)|^2 dx} \quad (6)$$

得到其古斯汉欣位移.式中, x, z 分别表示 x 轴和 z 轴坐标.

2 结果与讨论

结合具体的结构参数,分别计算了金、超材料以及负折射光子晶体表面反射光的逆古斯汉欣位移.首先利用式(1)~(3)计算了金表面反射光逆古斯汉欣位移随入射角的变化情况,结果如图2所示.其中,计算参数为: $n_1 = 1.0$, $\hat{n}_2 = 0.183\,77 + 3.431\,3i$, $\lambda = 632.8\text{ nm}$.从图2可以看出,不同偏振光在金表面反射时古斯汉欣位移方向不同:S偏振光产生正常古斯汉欣位移,并且位移量很小,不到入射波长的十分之一;P偏振光产生逆古斯汉欣位移,并且位移量随着入射角度的增大而变大,掠入射时达到最大值.对于金属表面不同偏振光产生不同方向的古斯汉欣位移,香港中文大学赖汉明教授等^[20]研究表明:贵金属内部有很多自由电子,P偏振光入射时,在金属表面形成表面等离子波.在分界面靠近自由空间部分,表面等离子波方向与入射光同向,因而其古斯汉欣位移为负值,如图3所示.同时,当入射角越大,入射光波矢平行界面分量也越大,电子在金表面震荡越剧烈.因此,逆古斯汉欣位移的绝对值也越大.

然后,利用式(4)和式(5)计算了超材料表面逆古斯汉欣位移随入射角的变化,结果如图4所示(见下页).其中,计算参数为: $n_1 = 1.0$, $\epsilon_{\text{eff}} = \mu_{\text{eff}} = -0.5$, $\lambda = 632.8\text{ nm}$, $\hat{n}_2 = -\sqrt{|\epsilon_{\text{eff}}|} \sqrt{|\mu_{\text{eff}}|} = -0.5$.由于 $|\hat{n}_2| < n_1$, 相对于自由空间,超材料是光疏介质.当高斯光束从自由空间入射到超材料表面,入射角超过临界角 θ_c (30°) 时,将发生全反射.从图4中可以看到:入射角度小于临界角时,超材料表面反射光束的古斯汉欣位移为零;超过临界角时,古斯汉欣位移为负值,并且随着角度的进一步增大,位移量迅速地减小.整个曲线与正常材料表面反射光束古

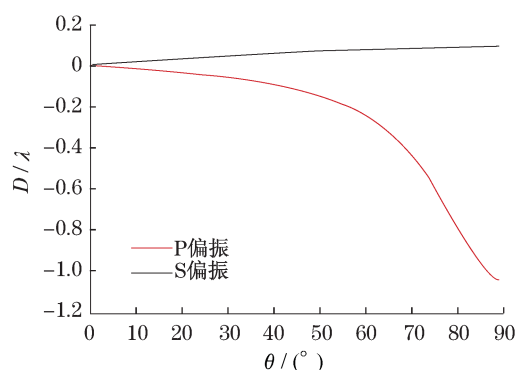


图2 金表面 S(黑色)和 P(红色)偏振光的古斯汉欣位移随入射角变化的曲线

Fig.2 GH shift of S-polarized and P-polarized light vs incidence angle at the surface of Au

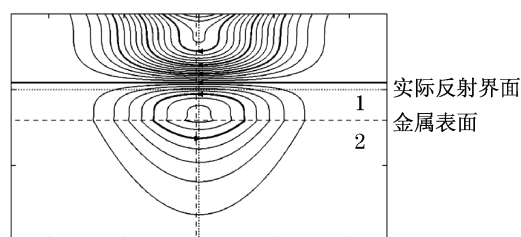


图3 P偏振光入射时金与自由空间分界面处的能流线^[19]

Fig.3 Energy flux of P-polarized light at the surface of Au^[19]

斯汉欣位移相反.根据等效介质理论,超材料可以看作各向同性均匀材料,并且折射率为负值.因此,其表面古斯汉欣效应与正常材料完全相反,即与反射系数相位突变的方向相反.

最后,计算了光子晶体表面的逆古斯汉欣位移.这里使用文献[21]中研究的三角晶格空气孔型光子晶体结构.由文献[21]可知,当空气孔半径 $r = 0.4a$ 时, a 为晶格常数,光子晶体对归一化频率为 0.33 的 S 偏振光和 0.51 的 P 偏振光等效为负折射率材料,等效折射率分别为 -0.485 和 -0.432 ,对应的临界角分别为 29° 和 25.6° .图5(见下页)给出了光子晶体表面 S 和 P 偏振光逆古斯汉欣位移随入射角变化的关系曲线.结构参数为: $\epsilon_1 = 1.0$, $\epsilon_2 = 12.96$, $r = 0.4a$, $\lambda = 632.8\text{ nm}$.入射 S 和 P 偏振光的归一化频率分别为 0.33 和 0.51.可以看到,负折射光子晶体表面确实产生了逆古斯汉欣位移,并且在临界角处得到最大值.但是不同偏振光的逆古斯汉欣位移相差很大:P 偏振光最大逆古斯汉欣位移为 $-25a$,而 S 偏振光的逆古斯汉欣位移很小,不到一个晶格周期.同时,跟前面两种材料表面的古斯汉欣位移曲线具有很大的不同:在入射小于临界角的

几度范围内,反射光仍然会产生逆古斯汉欣位移。

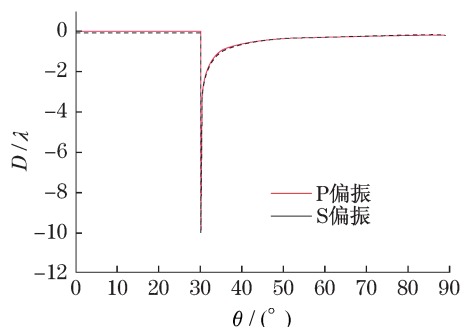


图4 超材料表面 S(黑色)和 P(红色)偏振光的古斯汉欣位移随入射角的曲线

Fig.4 GH shift of S-polarized and P-polarized light vs incidence angle at the surface of metamaterials

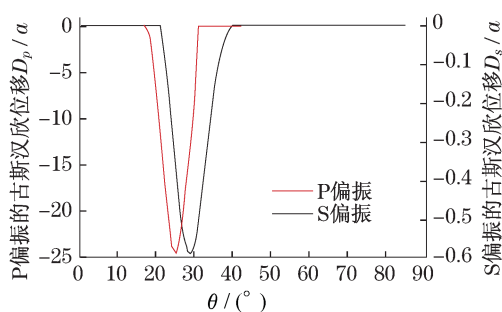


图5 光子晶体表面 S(黑色)和 P(红色)偏振光的古斯汉欣位移随入射角的曲线

Fig.5 GH shift of S-polarized and P-polarized light vs incidence angle at the surface of photonic crystals

为了弄清楚光子晶体逆古斯汉欣位移的物理机制,本文还计算了 S 和 P 偏振光以临界角入射光子晶体时分界面附近的能流矢量图,结果如图 6 和图 7 所示.其中,白线上方为光子晶体区域,白线下方为自由空间,光束从左下角以临界角入射光子晶体表面.研究发现,P 偏振光以临界角入射时,光子晶体内的场主要聚集在光子晶体表面并且向后(图中向左)传播,即激发了光子晶体表面的后向表面波.S 偏振光以临界角入射时,也激发了光子晶体的后向波.但后向波主要集中在光子晶体表面一个晶格周期以内,而不是光子晶体表面.同时,根据图中的颜色条(红色代表能量强,蓝色代表能量弱)可以看出:S 偏振光入射时,只有很少能量进入光子晶体激发光子晶体内的后向波,大部分能量被光子晶体反射.这也正是为什么 P 偏振光会产生很大逆古斯汉欣位移而 S 偏振光逆古斯汉欣位移很小的原因.因此,可以知道,负折射光子晶体的逆古斯汉欣位移是因为入射光束激发了光子晶体的后向表面波。

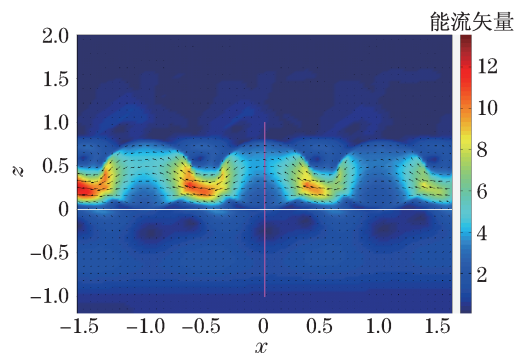


图6 P 偏振光从左下角以临界角入射光子晶体表面时,光子晶体(白线上方)与自由空间(白线下方)分界面附近的能流矢量图

Fig.6 Energy flux at the interface between photonic crystal (above the white line) and free space (below the white line) when the P-polarized light is critically incident from the lower left corner

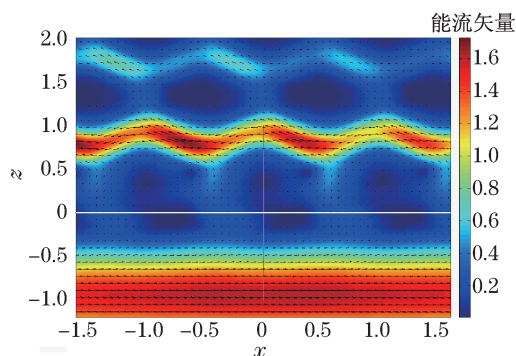


图7 S 偏振光从左下角以临界角入射光子晶体表面时,光子晶体(白线上方)与自由空间(白线下方)分界面附近的能流矢量图

Fig.7 Energy flux at the interface between photonic crystal (above the white line) and free space (below the white line) when the S-polarized light is critically incident from the lower left corner

3 结 论

对贵金属、超材料和负折射率光子晶体表面逆古斯汉欣位移的物理机制进行了研究,结果表明,虽然这 3 种材料表面都能产生逆古斯汉欣位移,但是物理机制不同.贵金属表面产生逆古斯汉欣位移是因为金属内部存在很多自由电子,P 偏振波诱导金属表面产生表面等离子波,入射 P 偏振波被表面等离子波“反射”,从而产生逆古斯汉欣位移.对于超材料,因为其相对于入射波可以等效为折射率为负值的各向同性均匀材料,其表面反射光束相位变化方向跟正常材料表面反射光束相位变化方向相反,即

超材料产生逆古斯汉欣位移的机制跟正常材料的一样.与前两种材料不同,负折射光子晶体表面产生逆古斯汉欣位移是因为入射光波在临界角附近激发了光子晶体后向表面波——表面波沿着光子晶体表面后向传播时不断向自由空间辐射能量.

参考文献:

- [1] GOOS F, HÄNCHEN H. Ein neuer und fundamentaler versuch zur totalreflexion[J]. Annalen der Physik, 1947, 436(7/8): 333 – 346.
- [2] ARTMANN K. Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles[J]. Annalen der Physik, 1948, 437(1/2): 87 – 102.
- [3] SMITH D R, KROLL N. Negative refractive index in left-handed materials[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(14): 2933 – 2936.
- [4] CUBUKCU E, AYDIN K, OZBAY E, et al. Electromagnetic waves: negative refraction by photonic crystals[J]. Nature, 2003, 423(6940): 604 – 605.
- [5] SHADRIVOV I V, ZIOLKOWSKI R W, ZHAROV A A, et al. Excitation of guided waves in layered structures with negative refraction[J]. Optics Express, 2005, 13(2): 481 – 492.
- [6] CHEN J J, GRZEGORCZYK T M, WU B I, et al. Role of evanescent waves in the positive and negative Goos-Hänchen shifts with left-handed material slabs[J]. Journal of Applied Physics, 2005, 98(9): 094905.
- [7] HE J L, YI J, HE S L. Giant negative Goos-Hänchen shifts for a photonic crystal with a negative effective index[J]. Optics Express, 2006, 14(7): 3024 – 3029.
- [8] BENEDICTO J, POLLÈS R, MOREAU A, et al. Large negative lateral shifts due to negative refraction[J]. Optics Letters, 2011, 36(13): 2539 – 2541.
- [9] WILD W J, GILES C L. Goos-Hänchen shifts from absorbing media[J]. Physical Review A, 1982, 25(4): 2099 – 2101.
- [10] 鄢腾奎, 梁斌明, 蒋强, 等. 古斯-汉欣(Goos-Hänchen)位移研究综述[J]. 光学仪器, 2014, 36(1): 90 – 94.
- [11] MERANO M, AIELLO A, 't HOOFT G W, et al. Observation of Goos-Hänchen shifts in metallic reflection [J]. Optics Express, 2007, 15(24): 15928 – 15934.
- [12] TAMIR T, BERTONI H L. Lateral displacement of optical beams at multilayered and periodic structures [J]. Journal of the Optical Society of America, 1971, 61(10): 1397 – 1413.
- [13] LI C F, WANG Q. Prediction of simultaneously large and opposite generalized Goos-Hänchen shifts for TE and TM light beams in an asymmetric double-prism configuration [J]. Physical Review E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics, 2004, 69(5): 055601.
- [14] CHEN L, CAO Z Q, OU F, et al. Observation of large positive and negative lateral shifts of a reflected beam from symmetrical metal-cladding waveguides [J]. Optics Letters, 2007, 32(11): 1432 – 1434.
- [15] VESELAGO V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. Soviet Physics Uspekhi, 1968, 10(4): 509 – 514.
- [16] BERMAN P R. Goos-Hänchen shift in negatively refractive media [J]. Physical Review E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics, 2002, 66(6): 067603.
- [17] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. Physical Review Letters, 1987, 58(23): 2486 – 2489.
- [18] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. Physical Review Letters, 1987, 58(20): 2059 – 2062.
- [19] MIRI M, NAQAVI A, KHAVASI A, et al. Geometrical approach in physical understanding of the Goos-Hänchen shift in one-and two-dimensional periodic structures [J]. Optics Letters, 2008, 33(24): 2940 – 2942.
- [20] LAI H M, KWOK C W, LOO Y W, et al. Energy-flux pattern in the Goos-Hänchen effect [J]. Physical Review E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics, 2000, 62(5): 7330 – 7339.
- [21] HU J B, LIANG B M, CHEN J B, et al. Influence of surface termination on inverse Goos-Hänchen shift of negatively refractive photonic crystals [EB/OL]. (2015-09)[2015-10-09]. <http://arxiv.org/abs/1412.4476>.

(编辑:丁红艺)