

文章编号: 1004-4353(2018)02-0116-04

非厄米量子系统中基于表面等离子激元与量子点耦合的单向无反射传输

辛立芳, 张英俏*

(延边大学 理学院, 吉林 延吉 133002)

摘要: 研究由一个金属纳米线中的表面等离子激元与两个量子点耦合构成的非厄米量子系统中表面等离子激元的单向无反射传输现象,通过适当地调整两个量子点之间的相位差,在异常点实现了表面等离子激元的单向无反射。

关键词: 非厄米量子系统; 单向无反射; 量子点; 表面等离子激元

中图分类号: O431

文献标识码: A

Unidirectional reflectionless propagation based on the coupling of surface plasmon and two quantum dots in non-Hermitian quantum system

XIN Lifang, ZHANG Yingqiao*

(College of Science, Yanbian University, Yanji 133002, China)

Abstract: We investigate the unidirectional reflectionless propagation of surface plasmon in non-Hermitian quantum system. The non-Hermitian quantum system consists of a surface plasmon coupling to two quantum dots in a metal nanowire. By appropriately tuning the phase difference between two quantum dots, we demonstrate the unidirectional reflectionless propagation of surface plasmon at exceptional point.

Keywords: non-Hermitian quantum system; unidirectional reflectionlessness; quantum dots; surface plasmon

0 引言

表面等离子激元是光与金属表面的自由电子相互作用而引起的一种电磁波模式,定域在金属和介质交界面附近^[1]. 近年来,金属纳米线与一个、两个、乃至多个发射器耦合系统中表面等离子激元的传输特性的研究得到越来越广泛的关注. 例如:2007年,Chang等^[2]理论上研究了纳米线中单个表面等离子激元与一个二能级发射器耦合系统的传输特性,该研究结果可用于实现单光子晶体管. 2011年,Chen等^[3]理论上研究了外加磁场对纳米线表面等离子激元与两个量子点耦合系统散射特性的影响,发现外加磁场可以控制表面等离子激元的色散关系. 同年,Chen等^[4]讨论了金属纳米线中表面等离子激元耦合到两个胶体量子点的散射特性与量子纠缠,系统中的量子点很好地充当了单光子源. 2012年,Chen等在相同的系统中讨论了散射光谱的 Fano 共振,通过改变每个量子点与纳米线的距离可以控制该量子点与表面等离子激元的耦合强度;另外,应用外加经典场可以控制每个量子点的极化^[4]. Cheng等^[5]

研究了金属纳米线中表面等离子激元与一对量子点耦合系统的 Fano 线型光谱与电磁诱导透明光谱. Jin 等^[6]研究了接近零折射率的等离子波导中两个量子点之间的量子纠缠和散射特性. Kim 等^[7-12]广泛研究了单个表面等离子激元-量子点与金属纳米线耦合的系统,如考虑两个量子点间的偶极相互作用、几个多能级结构量子点系统、 n 个量子点与金属纳米线耦合等情况. Kuo 等^[13]研究了纳米线中表面等离子激元与量子点耦合的传输特性,分析了两量子点间的方位角度差对散射特性的影响. 上述研究讨论的均为单方向入射时量子点与纳米线耦合系统的等离子激元的传输特性,而对于两个方向入射时单向无反射现象的研究较少. 2018 年, Wu 等^[14]在多个量子点与表面等离子激元耦合的波导系统中实现了单带和多带的单向无反射. 鉴于此,本文在非厄米量子系统中利用一个金属纳米线中表面等离子激元与两个量子点的耦合研究可见光频段表面等离子激元的单向无反射传输.

1 模型与计算

图 1 为金属纳米线中两个量子点与表面等离子激元相互作用的模型. 该非厄米系统的哈密顿可表示为(假定 $\hbar=1$)

$$H = \int dx \{ -iv_g C_R^+(x) \frac{\partial}{\partial x} C_R(x) + iv_g C_L^+(x) \frac{\partial}{\partial x} C_L(x) + g \sum_{j=1,2} \delta[x - (j-1)d] [C_R^+(x) \sigma_-^j + C_R(x) \sigma_+^j + C_L^+(x) \sigma_-^j + C_L(x) \sigma_+^j] \} + \sum_{j=1,2} (\omega_j - i \frac{\Gamma}{2}) \sigma_{e_j, e_j}^j, \quad (1)$$

其中 $C_R^+(x)$ ($C_L^+(x)$) 和 $C_R(x)$ ($C_L(x)$) 分别表示向前传播(向后传播)的表面等离子激元在位置 x 处的产生算符和湮灭算符, v_g 和 g 分别表示表面等离子激元在金属纳米线中的群速度和量子点-金属纳米线间的耦合系数, σ_{e_j, e_j}^j 和 σ_+^j 分别表示第 j 个量子点的对角元和非对角元算符, ω_j 和 $\Gamma/2$ 分别是量子点的跃迁频率和衰减率. 假定能量 $E_k = v_{gk}$ (k 是波矢) 的单个表面等离子激元从前方或后方入射, 系统的本征态可写成如下形式:

$$|E_k\rangle = \int dx [\Phi_{k,R}^+(x) C_R^+(x) + \Phi_{k,L}^+(x) C_L^+(x)] |g_1, g_2\rangle |0\rangle + \xi_1 |e_1, g_2\rangle |0\rangle + \xi_2 |g_1, e_2\rangle |0\rangle, \quad (2)$$

其中 $|g_1, g_2\rangle |0\rangle$ 表示两个二能级量子点处于基态且在金属纳米线中没有表面等离子激元, ξ_1 和 ξ_2 分别表示量子点 1 和量子点 2 吸收一个表面等离子激元跃迁到激发态的几率幅. 对于从前方或后方入射的单个表面等离子激元, 散射振幅 $\Phi_{k,R}^+(x)$ 和 $\Phi_{k,L}^+(x)$ 可以分别表示为:

$$\begin{aligned} \Phi_{k,R}^+(x) &= \exp(ikx) [\beta(-x) + a\beta(x)\beta(d-x) + t\beta(x-d)], \\ \Phi_{k,L}^+(x) &= \exp(-ikx) [r\beta(-x) + b\beta(x)\beta(d-x)]. \end{aligned} \quad (3)$$

其中: $\beta(x)$ 是单位阶梯函数, 当 $x \geq 0$ 或 $x < 0$ 时, 单位阶梯函数分别等于 1 或 0; t 和 r 分别表示表面等离子激元的透射和反射系数; $\exp(ikx)a\beta(x)\beta(d-x)$ 和 $\exp(-ikx)b\beta(x)\beta(d-x)$ 分别表示两个量子点之间传播的表面等离子激元的波函数. 通过解本征值方程 $H|E_k\rangle = E_k|E_k\rangle$ 分别得到透射和向前方、向后方的反射系数:

$$\begin{aligned} t &= \frac{(\Gamma - 2i\delta)(\Gamma - 2i\Delta)}{-16[-1 + \exp(i\varphi)]\eta^2 + 8\eta[\Gamma - i(\delta + \Delta)] + (\Gamma - 2i\delta)(\Gamma - 2i\Delta)}, \\ r_{\text{向前}} &= \frac{-16[-1 + \exp(i\varphi)]\eta^2 - 4\eta\{[1 + \exp(i\varphi)]\Gamma - 2i[\exp(i\varphi)\delta + \Delta]\}}{-16[-1 + \exp(i\varphi)]\eta^2 + 8\eta[\Gamma - i(\delta + \Delta)] + (\Gamma - 2i\delta)(\Gamma - 2i\Delta)}, \\ r_{\text{向后}} &= \frac{-16[-1 + \exp(i\varphi)]\eta^2 - 4\eta\{[1 + \exp(i\varphi)]\Gamma - 2i[\exp(i\varphi)\Delta + \delta]\}}{-16[-1 + \exp(i\varphi)]\eta^2 + 8\eta[\Gamma - i(\delta + \Delta)] + (\Gamma - 2i\delta)(\Gamma - 2i\Delta)}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $\eta = g^2/v_g$, $\varphi = kd$. $T = |t|^2$, $R_1 = |r_{\text{向前}}|^2$ 和 $R_2 = |r_{\text{向后}}|^2$ 分别定义为透射率、向前方和向后方反射率.

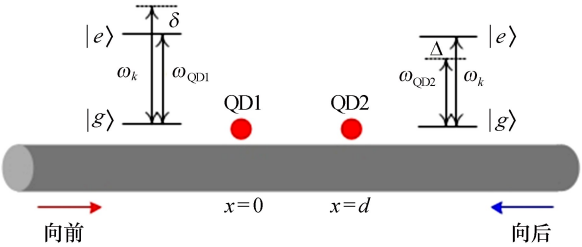


图 1 两个距离为 d 的二能级量子点与金属纳米线相互作用的模型($\delta(\Delta)$ 是二能级量子点 1(2) 的跃迁频率与表面等离子激元频率之间的失谐量)

图 2(a) 和图 2(b) 分别表示相位为 0.93π 和 1.07π 时透射和反射光谱随波长的变化情况. 图 2 中点线和虚线分别表示向前方和向后方的反射率, 实线表示透射率. 由图 2(a) 可知, 当相位为 0.93π 时, 在波长 651.45 nm 处向前方和向后方的反射率分别接近于 0 和 0.85. 由图 2(b) 可知, 当相位为 1.07π 时, 在波长 658.50 nm 处向前方和向后方的反射率分别接近于 0.85 和 0. 这表明, 当相位 $\varphi=0.93\pi$ 和 1.07π 时, 在波长 651.45 nm 和 658.50 nm 处出现了单向无反射, 而且这两处的透射率接近于 0.

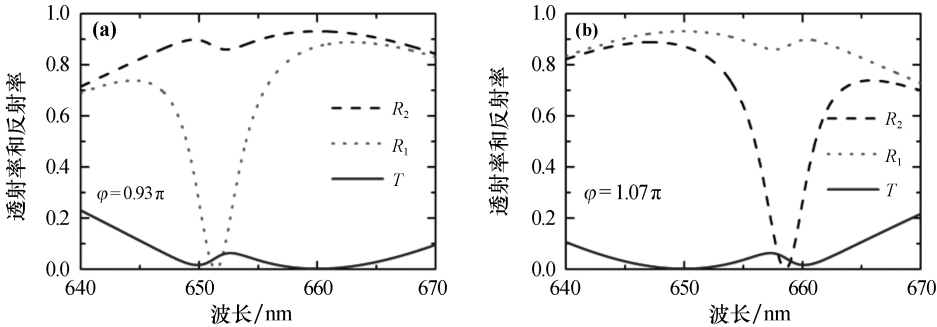


图 2 相位分别为 0.93π 和 1.07π 时透射和向前方、向后方的反射光谱随波长的变化规律 ($\Gamma = 0.28\eta$, $\eta = 3.5 \times 10^{13}$ rad/s)

为了进一步证明该非厄米量子系统的物理性质, 利用方程(4) 给出系统的非厄米散射矩阵:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} t & r_{\text{向前}} \\ r_{\text{向后}} & t \end{pmatrix}, \tag{5}$$

其本征值可以表示为

$$\lambda_{\pm} \Rightarrow t \pm \sqrt{r_{\text{向前}} \times r_{\text{向后}}}. \tag{6}$$

当 $\sqrt{r_{\text{向前}} \times r_{\text{向后}}} = 0$ 时, 两个本征值合并, 出现异常点. 即当 $r_{\text{向前}} = 0$ 或 $r_{\text{向后}} = 0$ 时, 单向无反射现象出现.

图 3 表示当相位 $\varphi=0.93\pi$ 和 1.07π 时散射矩阵 \mathbf{S} 的本征值 λ_{\pm} 的实部和虚部随波长的变化规律. 图 3 中虚线和实线分别表示本征值 λ_{+} 和 λ_{-} . 由图 3(a) 和图 3(b) 可知, 当相位 $\varphi=0.93\pi$ 时, 两个实部合并为一点, 而两个虚部交叉于波长 651.45 nm 处. 由图 3(c) 和图 3(d) 可知, 当相位 $\varphi=1.07\pi$ 时, 两个实部合并为一点, 而两个虚部交叉于波长 658.50 nm 处. 这说明, 在该非厄米量子系统中, 通过适当调整两个量子点之间的相位 φ 能够在异常点处实现单向无反射.

2 结论

本文在量子点与金属纳米线耦合的非厄米系统中, 通过适当调整两个量子点之间的相位在异常点处实现了单向无反射传播. 该方案中, 当相位 $\varphi=0.93\pi$ 和 1.07π 时, 向前方和向后方的反射接近于零. 本文结果对研究各向异性表面等离子激元器件和非厄米系统中量子信息的处理等具有重要意义.

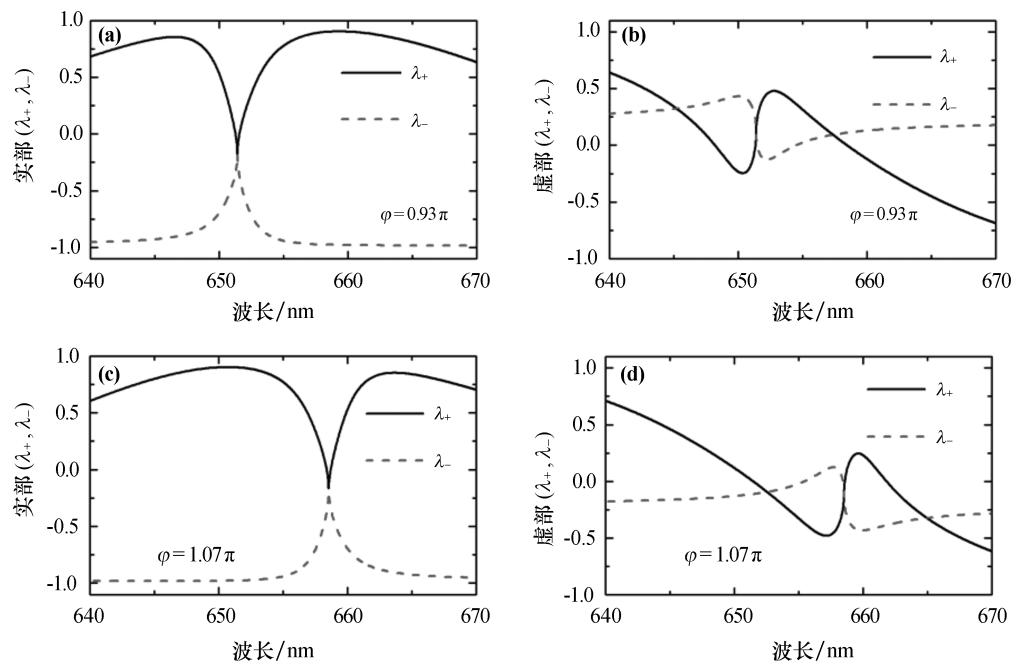


图 3 相位分别为 0.93π 和 1.07π 时,散射矩阵 S 的本征值 λ_{\pm} 的实部和虚部随波长的变化规律

参考文献：

[1] 雷建国,刘天航,林景全,等. 表面等离子体激元的若干新应用[J]. 中国光学与应学,2010,3(5):432-439.

[2] Chang D E, Sørensen A S, Demler E A, et al. A single-photon transistor using nanoscale surface plasmons[J]. Nat Phys, 2007,3:807-812.

[3] Chen W, Chen G Y, Chen Y N. Controlling Fano resonance of nanowire surface plasmons[J]. Opt Lett, 2011,36(18):3602.

[4] Chen G Y, Lambert N, Chou C H, et al. Surface plasmons in a metal nanowire coupled to colloidal quantum dots: scattering properties and quantum entanglement[J]. Phys Rev B, 2011,84(4):045310.

[5] Cheng M T, Song Y Y. Fano resonance analysis in a pair of semiconductor quantum dots coupling to a metal nanowire[J]. Opt Lett, 2012,37(5):978.

[6] Jin X R, Sun L, Yang X, et al. Quantum entanglement in plasmonic waveguides with near-zero mode indices[J]. Opt Lett, 2013,38(20):4078.

[7] Kim N C, Li J B, Yang Z J, et al. Switching of a single propagating plasmon by two quantum dots system[J]. Appl Phys Lett, 2010,97(6):1372.

[8] Kim N C, Ko M C, Wang Q Q, et al. Single plasmon switching with n quantum dots system coupled to one-dimensional waveguide[J]. Plasmonics, 2015,10(3):611-615.

[9] Kim N C, Ko M C, Choe C I, et al. Interparticle coupling effects of two quantum dots system on the transport properties of a single plasmon[J]. Plasmonics, 2017,13(2):1-7.

[10] Kim N C, Ko M C, Choe C I. Scattering of a single plasmon by two-level and V-type three-level quantum dot systems coupled to 1D waveguide[J]. Plasmonics, 2015,10:1447-1452.

[11] Kim N C, Ko M C, Choe S I, et al. Transport properties of a single plasmon interacting with a hybrid exciton of a metal nanoparticle-semiconductor quantum dot system coupled to a plasmonic waveguide[J]. Nanotechnology, 2016,27(46):465703.

[12] Ko M C, Kim N C, Choe S I, et al. Coherent controllable transport of a surface plasmon coupled to a plasmonic waveguide with a metal nanoparticle-semiconductor quantum dot hybrid system[J]. Plasmonics, 2015,11(6):1-7.

[13] Kuo P C, Chen G Y, Chen Y N, et al. Scattering of nanowire surface plasmons coupled to quantum dots with azimuthal angle difference[J]. Sci Rep, 2016,6:37766.

[14] Wu N, Zhang C, Jin X R, et al. Unidirectional reflectionless phenomena in a non-Hermitian quantum system of quantum dots coupled to a plasmonic waveguide[J]. Opt Express, 2018,26(4):3839-3849.