

经典光场相干控制金属纳米线表面等离子体传输*

程木田†

(安徽工业大学电气信息学院, 马鞍山 243002)

(2010年10月24日收到; 2010年12月19日收到修改稿)

利用全量子力学的方法从理论上研究了利用经典光场相干控制半导体量子点-金属纳米线复合体系中表面等离子体传输特性. 计算中假设金属纳米线表面等离子体具有线性色散关系, 半导体量子点具有梯形三能级结构. 分析表明: 通过加或不加经典光场, 可以控制表面等离子体被反射还是透射; 加上光场后, 反射峰、透射峰的位置以及两反射峰之间的距离都可以由经典光场控制.

关键词: 表面等离子体, 量子点, 散射

PACS: 73.20.Mf, 61.46.Km, 98.65.-k

1. 引言

相干控制单光子传输在量子信息以及光电子器件中具有重要的应用价值. 大量的理论^[1-8]和实验^[9-12]研究了光子晶体、耦合谐振腔等一维波导中的单光子散射特性. 在上述的研究中, 原子(半导体量子点)经常被处理为二能级模型^[1-4]. 当入射光子的频率为某一特定值时, 光子将被完全反射^[1-4]. 由于需要特定频率, 这实际上限制了该体系的实际应用.

随着现代纳米技术的发展, 人们已经可以成功生长单根银纳米线. 理论和实验证明银纳米线、银纳米棒可以作为表面等离子体波导^[13-15]. 银纳米线与半导体量子点的耦合也引起了人们的广泛关注^[16-27]. Chang等人发展了基于表面等离子体的量子光学^[18]并提出了利用表面等离子体实现单光子晶体管的方案^[20]. Akimov等人证明了在单根银纳米线中产生单个的、量子化的表面等离子体^[21]. 激子-光子-等离子体的相互转化^[22]、传输的表面等离子体诱导的量子点光发射都有实验报道^[23]. 最近, 利用两个半导体量子点控制表面等离子体的传输特性也有研究^[26,27]. 这些研究表明金属纳米线表面等离子体在量子信息等方面具有很强的应用价值. 因此, 研究相干控制表面等离子体的传输特性

是有必要的. 本文从理论上探讨如何通过控制经典光场的振幅和圆频率控制表面等离子体的传输特性. 我们的结果在量子信息、表面等离子体开关等方面具有潜在的应用价值.

2. 理论模型

图1(a)是复合体系示意图. 半导体量子点被放置在Ag纳米线附近. 假设Ag纳米线具有线性色散关系: $\omega = ck$, 其中 ω, k, c 分别是表面等离子体圆频率, 波矢以及传输的群速度. 图1(b)是半导体量子点的三能级结构. 其中, 表面等离子体耦合跃迁 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, 经典光场耦合跃迁 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. 我们选择掺杂的CdSe量子点. 在此量子点中, 由于库仑排斥作用, 双激子的吸收谱蓝移可以达到300 meV^[28]. 因此, 表面等离子体对 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 之间的跃迁影响可以忽略.

描述该系统的坐标空间的哈密顿量可以写为

$$H/\hbar = \int dx \left[-icc_R^+(x) \frac{\partial}{\partial x} c_R(x) + icc_L^+(x) \frac{\partial}{\partial x} c_L(x) \right] + (\omega_2 - i\gamma_2/2)\sigma_{22} + (\omega_2 + \Delta - i\gamma_3/2)\sigma_{33} + \frac{\Omega}{2}(\sigma_{23} + \sigma_{32}) + \int dx g\delta(x) [c_R^+(x)\sigma_{12} + \sigma_{21}c_R(x) + c_L^+(x)\sigma_{12} + \sigma_{12}c_L(x)], \quad (1)$$

其中, $c_R^+(x)$ ($c_L^+(x)$) 表示在 x 处产生向右 (向左) 传输的表面等离子体, $c_R(x)$ ($c_L(x)$) 表示在 x 处湮

* 国家自然科学基金 (批准号: 11004001, 10874134, 11105001) 和安徽省青年教师科研项目 (批准号: 2010SQRL037ZD) 资助的课题.

† E-mail: mtcheng@ahut.edu.cn

没向右(向左)传输的表面等离子体. ω_2 是 $|2\rangle - |1\rangle$ 之间跃迁的圆频率. $\sigma_{ij}(i, j = 2, 3)$ 是 $|i\rangle - |j\rangle$ 之间跃迁的偶极算符. γ_2, γ_3 分别表示 $|2\rangle, |3\rangle$ 的能量丢失. $\Delta \equiv \omega_3 - \omega_L$ 是失谐量, ω_3, ω_L 分别是 $|3\rangle - |2\rangle$ 之间跃迁的圆频率以及激光场的圆频率. Ω 是 $|3\rangle - |2\rangle$ 之间跃迁的 Rabi 频率, g 是量子点和 Ag 纳米线表面等离子体的耦合强度.



图1 (a) 杂化体系的结构示意图; (b) 半导体量子点能级结构图. $|1\rangle, |2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 分别是量子点激子真空态、激子态和双激子态. 表面等离子体耦合 $|1\rangle, |2\rangle$ 之间的跃迁, 经典光场耦合 $|2\rangle, |3\rangle$ 之间的跃迁

对于单个表面等离子体入射的情况, H 的本征态可以写为

$$|E_k\rangle = \int dx [\phi_R(x)c_R^\dagger(x) + \phi_L(x)c_L^\dagger(x)] \times |0, 1\rangle + e_2 |0, 2\rangle + e_3 |0, 3\rangle, \quad (2)$$

其中 $\phi_{R/L}(x)$ 是单个表面等离子体处于 R/L 模式的波函数. e_2, e_3 分别是量子点处于 $|2\rangle, |3\rangle$ 态的概率振幅. $|0, i\rangle$ 表示表面等离子体处于真空态而量子点处于态 $|i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$). 由本征方程 $H|E_k\rangle = E_k|E_k\rangle$ 可以得到

$$-ic \frac{\partial}{\partial x} \phi_R(x) + \delta(x)ge_2 = \omega \phi_R(x), \quad (3a)$$

$$ic \frac{\partial}{\partial x} \phi_L(x) + \delta(x)ge_2 = \omega \phi_L(x), \quad (3b)$$

$$(\omega_2 - i\gamma_2/2)e_2 + \frac{1}{2}\Omega e_3 + [\phi_L(0) + \phi_R(0)]g = \omega e_2, \quad (3c)$$

$$(\omega_2 + \Delta - i\gamma_3/2)e_3 + \frac{1}{2}\Omega e_2 = \omega e_3. \quad (3d)$$

假设表面等离子体由左边入射, 则 $\phi_R(x)$ 和 $\phi_L(x)$ 可以写为

$$\phi_R(x) = \exp(ikx) [\theta(-x) + t\theta(x)], \quad (4)$$

$$\phi_L(x) = r \exp(-ikx) \theta(-x), \quad (5)$$

其中, $\theta(x)$ 是阶梯函数, t 和 r 分别是透射和反射振幅. 将方程(4), (5)代入方程(3a)—(3d), 可以得到

$$t = \frac{AB - \Omega^2/4}{(ig^2/c + A)B - \Omega^2/4}, \quad (6a)$$

$$r = -\frac{iBg^2/c}{(ig^2/c + A)B - \Omega^2/4}, \quad (6b)$$

$$e_2 = \frac{-gB}{(ig^2/c + A)B - \Omega^2/4}, \quad (6c)$$

$$e_3 = \frac{g\Omega}{(ig^2/c + A)B - \Omega^2/4}, \quad (6d)$$

其中 $A = \omega - \omega_2 + i\gamma_2/2, B = \omega - \omega_2 - \Delta + i\gamma_3/2$. 方程(6a)—(6d)表明, 透射振幅 t 和反射振幅 r 都与 Ω 以及 Δ 有关, 因此, 可以通过控制经典光场来实现对表面等离子体传输的控制.

3. 分析与讨论

3.1. 不考虑跃迁中系统能量丢失, 共振激发 ($\gamma_2 = \gamma_3 = 0, \Delta = 0$)

若经典光场未加, 也就是方程(6a)—(6d)中 $\Omega = \Delta = 0$. 此时, 三能级系统退化为二能级系统. t 和 r 的表达式分别为 $t = \frac{\omega - \omega_2}{ig^2/c + (\omega - \omega_2)}, r =$

$-\frac{ig^2/c}{ig^2/c + (\omega - \omega_2)}$, 与文献[1]的结果一致. 图2

(a) 给出了二能级系统中的透射概率 ($|t|^2$) 随表面等离子体频率的变化. 在 $\omega = \omega_2$ 处, 透射概率为 0. 随着量子点与表面等离子体的耦合减弱, 透射谱变窄. 图 2 (b) 给出了二能级系统中的反射概率 ($|r|^2$) 随表面等离子体频率的变化. 在 $\omega = \omega_2$ 处, 反射概率为 1. 这表明, 在 $\omega = \omega_2$ 处, 表面等离子体将会被完全反射.

将经典光场加上后, 考虑共振情况, 也就是 $\Delta = 0$, 此时

$$t = \frac{(\omega - \omega_2)(\omega - \omega_2) - \Omega^2/4}{[ig^2/c + (\omega - \omega_2)](\omega - \omega_2) - \Omega^2/4}, \quad (7a)$$

$$r = -\frac{(ig^2/c)(\omega - \omega_2)}{[ig^2/c + (\omega - \omega_2)](\omega - \omega_2) - \Omega^2/4}. \quad (7b)$$

三能级系统中反射概率和透射概率随表面等离子体的变化与二能级系统中的情况完全不同. 在 $\omega = \omega_2$ 处, $r = 0$ 而 $t = -1$. 这意味着表面等离子体将完全透射, 并且其波函数上多了 180° 的相位移动. 因此, 通过经典光场的加与不加, 可以控制表面等离子体在 $\omega = \omega_2$ 处被透射还是反射. 图 2 (c) 给

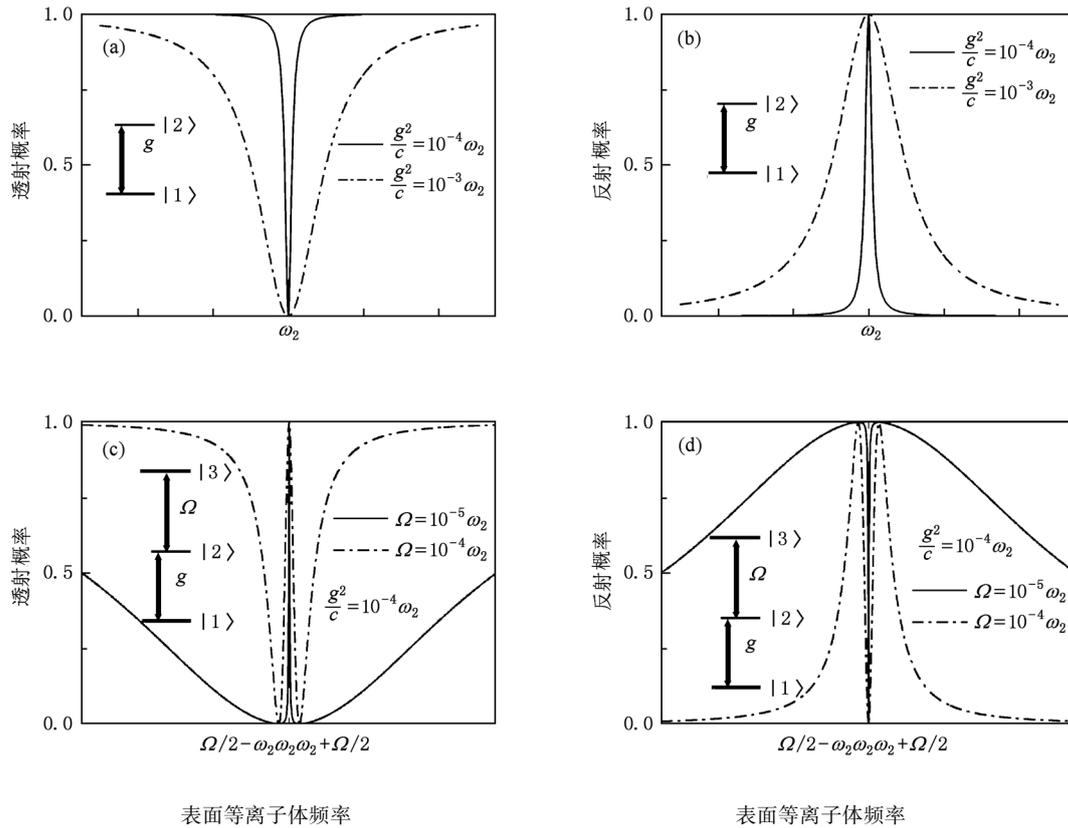


图2 两能级系统((a),(b))和三能级系统((c),(d))情况下表面等离子体的透射概率和反射概率随表面等离子体频率的变化. 插图显示的是激发方案

出了三能级系统中的透射概率($|t|^2$)随表面等离子体变化. 在 $\omega = \omega_2$ 处, $|t|^2$ 达到最大值1. 随着经典光场强度的增强,透射谱的宽度减小. 图2(d)是三能级系统中的反射概率随表面等离子体变化. 在 $\omega = \omega_2$ 处, $r = 0$. 由(7a)和(7b)式可以得到:当 $\omega = \omega_2 \pm \Omega/2$ 时, $t = 0, r = -1$. 三能级系统中反射谱在 $\omega = \omega_2 \pm \Omega/2$ 分别出现峰值,这表明当表面等离子体频率为 $\omega = \omega_2 \pm \Omega/2$ 时将会被完全反射,并且两个峰值之间的宽度可以通过Rabi频率 Ω 调节,也就是说,通过调节 Ω 的大小可以调节反射峰的位置. 在两能级系统,只有当 $\omega = \omega_2$ 时,表面等离子体才能被完全反射. 而在三能级系统中,即使 $\omega \neq \omega_2$,通过调节Rabi频率,也可以使得表面等离子体被完全发射. 对于不同的纳米线可以选取不同的量子点,尽量的使得量子点的激子能量与表面等离子体能量系统.

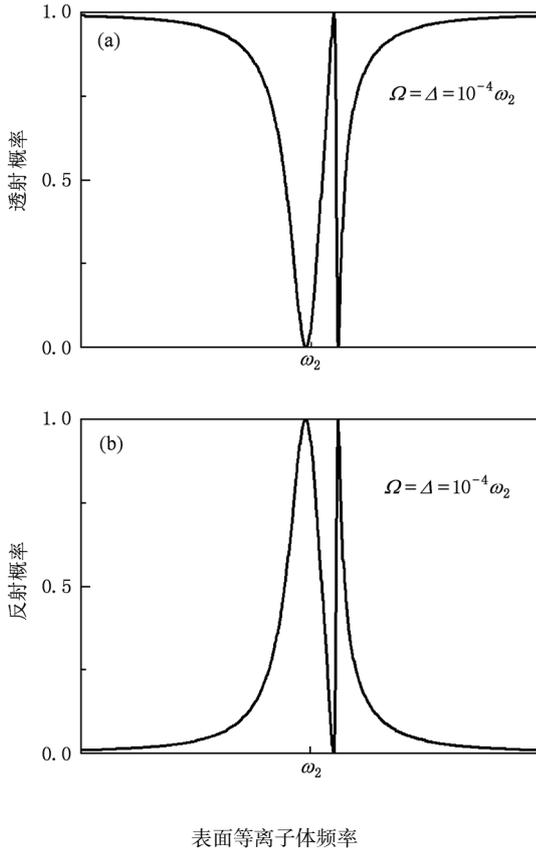
3.2. 不考虑跃迁中系统能量丢失,非共振激发($\gamma_2 = \gamma_3 = 0, \Delta \neq 0$)

对于Rabi频率固定的情况,可以通过调节失谐量 Δ 来调节反射峰以及透射峰的位置. 由(6a)和

(6b)式可以得到:1)当 $\omega = \omega_2 + (\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2})/2$ 时, $t = 0, r = 1$. 这意味着,当 $\omega = \omega_2 + (\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega^2})/2$ 时,表面等离子体将被完全反射.2)当 $\omega = \omega_2 + \Delta$ 时, $t = -1, r = 0$. 这意味着,当 $\omega = \omega_2 + \Delta$ 时,表面等离子体将被完全透射,并且波函数多了 180° 的相位移动. 图3(a)给出了 $\Delta = \Omega = 10^{-4}\omega_2$ 时的透射谱,图3(b)给出了相应的反射谱. 由图可以看出,当 $\Delta \neq 0$ 时,透射峰、反射峰的位置发生了移动. 因此,可以通过控制 Δ 的大小调节表面等离子体的反射谱和透射谱.

3.3. 考虑跃迁中系统能量丢失($\gamma_2, \gamma_3 \neq 0$)

在实际的体系中,跃迁中能量耗散是很难完全避免的. 考虑跃迁中能量耗散,由方程(6a)和(6b)可得 $\Delta = 0$ 时在 $\omega = \omega_2$ 处,表面等离子体的透射概率为 $\left(\frac{\gamma_2\gamma_3 + \Omega^2}{\gamma_2\gamma_3 + \Omega^2 + 2\gamma_3g^2/c}\right)^2$. 由于耗散的影响,使得透射概率小于1. 但是通过增加Rabi频率 Ω ,可以使得表面等离子体在 $\omega = \omega_2$ 处的透射概率增加,反射概率



表面等离子体频率

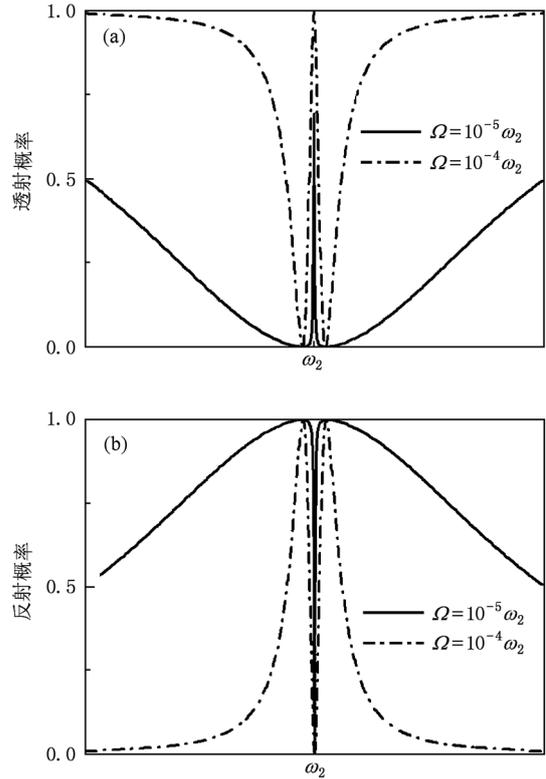
图3 非共振激发三能级系统情况下表面等离子体的透射概率和反射概率随表面等离子体频率的变化

减小. 在 $\omega = \omega_2 \pm \Omega/2$ 处, 表面等离子体的反射概率为 $\frac{4(g^2/c)^2(\Omega^2 + \gamma_3^2)}{(\gamma_2 + 4g^2/c)^2\gamma_3^2 + \Omega^2(\gamma_2 + \gamma_3 + 2g^2/c)^2}$, 在满足 $g^2/c, \Omega \gg \gamma_2, \gamma_3$ 的条件下, 反射概率近似为 1. 图 4(a) 给出了 $\gamma_2 = \frac{1}{2}\gamma_3 = 10^{-7}\omega_2, \Omega = 10^{-5}\omega_2$ (实线), $\Omega = 10^{-4}\omega_2$ (虚线) 时的透射谱. 由图可以看出, 增加 Ω , 可以使得表面等离子体在 $\omega = \omega_2$ 处的透射概率增加. 图 4(b) 给出了相应的反射谱.

3.4. 考虑表面等离子体耗散

对于实际的金属纳米线表面等离子体, 存在金属吸收导致表面等离子体在传输过程中存在损耗, 表面等离子体的色散关系中 k 为一复数. 考虑损耗时, 色散关系可以写为: $\omega = ck = c(k_1 - ik_2)$. 对于金属纳米线低阶模式(0, 1 阶), k_2 较小^[28]. 我们假设 k_2 是一个常数, 通过与前面类似的计算, 可以得到透射和反射系数分别为

$$t = \frac{AB - \Omega^2/4}{(ig^2/c + A)B - \Omega^2/4},$$



表面等离子体频率

 图4 存在衰减时三能级系统情况下表面等离子体的透射概率和反射概率随表面等离子体频率的变化, 计算中取 $\gamma_2 = \frac{1}{2}\gamma_3 = 10^{-7}\omega_2, \Delta = 0$

$$r = -\frac{iBg^2/c}{(ig^2/c + A)B - \Omega^2/4},$$

其中 $A = \omega - \omega_2 + i(\gamma_2/2 + ck_2), B = \omega - \omega_2 - \Delta + i(\gamma_3/2 + ck_2)$. 若不考虑表面等离子体耗散, 则 $k_2 = 0$. 表面等离子体耗散的存在, 增加了系统能量的丢失. 在 $\omega = \omega_2$ 处, 透射振幅

$$t = \frac{(\gamma_2/2 + ck_2)(\gamma_3/2 + ck_2) + \Omega^2/4}{(g^2/c + \gamma_2/2 + ck_2)(\gamma_3/2 + ck_2) + \Omega^2/4},$$

反射振幅

$$r = \frac{(\gamma_3/2 + ck_2)g^2/c}{(g^2/c + \gamma_3/2 + ck_2)(\gamma_3/2 + ck_2) + \Omega^2/4}.$$

由 t 和 r 的表达式可以看出, 调节 Ω 可以增加表面等离子体在 $\omega = \omega_2$ 处的透射概率.

4. 结 论

利用经典光场可以相干控制与半导体量子点耦合的金属纳米线中表面等离子体传输. 当 $\omega = \omega_2$

时,通过加或不加经典光场,可以控制表面等离子体被完全透射还是反射. 当 $\omega \neq \omega_2$ 时,通过改变经典光场的强度或失谐量可以相干控制表面等离子体被完全反射还是透射,并且反射峰和透射峰的位置

也可以通过经典光场的强度或圆频率控制. 系统存在耗散时,通过调节 Rabi 频率,可以增加表面等离子体透射概率和反射概率.

- [1] Shun J T, Fan S 2005 *Opt. Lett.* **30** 2001
- [2] Shun J T, Fan S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023837
- [3] Zhou L, Gong Z R, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 100501
- [4] Liao J Q, Gong Z R, Zhou L, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 042304
- [5] Zhou L, Yang S, Liu Y X, Sun C P, Nori F 2009 *Phys. Rev. A* **80** 062109
- [6] Zhang X, Jiang C 2010 *J. Phys. B* **43** 065505
- [7] Witthaut D, Sørensen A S 2010 *N. J. Phys.* **12** 043052
- [8] Bai J X, Mi X W, Li D J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6205 (in Chinese) [柏江湘、米贤武、李德君 2010 物理学报 **59** 6205]
- [9] Wallraff A, Schuster D I, Blais A, Frunzio L, Huang R S, Majer J, Kumar S, Girvin S M, Schoelkopf R J 2004 *Nature* **431** 162
- [10] Srinivasan K, Painter O 2007 *Nature* **450** 862
- [11] Dayan B, Parkins A S, Aoki T, Ostby E P, Vahala K J, Kimble H J 2008 *Science* **319** 1062
- [12] Wei X, Zhang J, Zhu Y 2010 *Phys. Rev. A* **82** 033808
- [13] Dittlacher H, Hohenau A, Wagner D, Kreibitz U, Rogers M, Hofer F, Aussenegg F R, Krenn J R 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 257403
- [14] Yang P F, Gu Y, Gong Q H 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3880
- [15] Guo Y N, Xue W R, Zhang W M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4168 (in Chinese) [郭亚楠、薛文瑞、张文梅 2009 物理学报 **58** 4168]
- [16] Zhou Z K, Li M, Yang Z J, Peng X N, Su X R, Zhang Z S, Li J B, Kim N C, Yu X F, Zhou L, Hao Z H, Wang Q Q 2010 *ACS Nano* **4** 5003
- [17] Li J B, Cheng M T, Yang Z J, Hao Z H 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 113202
- [18] Chang D E, Sørensen A S, Demler E A, Lukin M D 2007 *Nat. Phys.* **3** 807
- [19] Liu S D, Cheng M T, Yang Z J, Wang Q Q 2008 *Opt. Lett.* **33** 851
- [20] Chang D E, Sørensen A S, Hemmer P R, Lukin M D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 053002
- [21] Akimov A V, Mukherjee A, Yu C L, Chang D E, Zibrov A S, Hemmer P R, Park H, Lukin M D 2007 *Nature* **450** 402
- [22] Fedutik Y, Temnov V V, Schöps O, Woggon U, Artemyev M V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 136802
- [23] Wei H, Ratchford D, Li X, Xu H, Shih C K 2009 *Nano Lett.* **9** 4168
- [24] Cheng M T, Luo Y Q, Wang P Z, Zhao G X 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 191903
- [25] Chen Y N, Chen G Y, Chuu D S, Brandes T 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033815
- [26] Kim N C, Li J B, Yang Z J, Hao Z H, Wang Q Q 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 061110
- [27] Chen W, Chen G Y, Chen Y N 2010 *Opt. Express* **18** 10360
- [28] Avidan A, Oron D 2008 *Nano Lett.* **8** 2384

Coherent controlling surface plasmon transport properties in Ag nanowire by classic optical field*

Cheng Mu-Tian[†]

(School of Electrical Engineering and Information,
Anhui University of Technology, Maanshan 243002, China)

(Received 24 October 2010; revised manuscript received 19 December 2010)

Abstract

Coherent controlling surface plasmon transport in metal nanowire coupled to quantum dot is investigated theoretically by real-space method. In the calculations, the dispersion relation of metal nanowire is supposed to be linear and the quantum dot is a cascaded three-level system. The calculations reveal that whether the surface plasmon is transmitted or reflected by turning off or on the classic field can be controlled. The surface plasmon transmission and reflection spectra can be controlled by adjusting the intensity and the circular frequency of classic optical field even the energy of surface plasmon and quantum dot is not matched. The dissipations affecting on the transport properties are also discussed.

Keywords: surface plasmon, quantum dot, scattering

PACS: 73.20.Mf, 61.46.Km, 98.65.-k

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004001, 10874134, 11105001) and the Young Teachers Foundation of Anhui Province, China (Grant No. 2010SQRL037ZD).

[†] E-mail: mtcheng@ahut.edu.cn