

# 声子辅助的电磁感应透明和超慢光效应的研究<sup>\*</sup>

姚 鸣<sup>1)†</sup> 朱卡的<sup>2)</sup> 袁晓忠<sup>2)</sup> 蒋逸文<sup>2)</sup> 吴卓杰<sup>2)</sup>

1) 宁夏大学物理电气信息学院, 银川 750001)

2) 上海交通大学物理系, 上海 200030)

(2005 年 6 月 21 日收到, 2005 年 12 月 6 日收到修改稿)

在对激子不作任何近似的条件下, 对强耦合激子-声子系统中光的线性极化率进行了理论计算, 证明了当信号光场频率与激子频率的失谐量等于光学声子的频率时, 会出现电磁感应透明现象和超慢光效应. 并且与对激子作 Dyson-Maleev 变换近似和玻色近似的结果进行比较, 发现对激子无论是否作近似对产生电磁感应透明现象和超慢光效应都没有实质的影响.

关键词: 量子光学, 电磁感应透明, 激子, 声子

PACC: 4250

## 1. 引 言

近年来, 电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency) 技术已成为量子光学研究的热点之一<sup>[1-6]</sup>, 利用电磁感应透明技术获得超慢光速和光存储, 在理论上和实验上都已进行了广泛深入的研究, 取得了重大进展. 哈佛大学的 Hau 等<sup>[7]</sup>在超冷钠原子气体中, 利用电磁感应透明技术使光脉冲的群速度降至 17 m/s, Kash 小组<sup>[8]</sup>利用电磁感应透明技术在常温铷原子蒸汽中获得了 90 m/s 的超慢光群速度, 这部分工作大都基于原子气体系统. 在这之后固体中的超慢光速效应的研究也取得了新的进展<sup>[9-12]</sup>. 对于这一研究工作, 我们已在理论上证明<sup>[13, 14]</sup>: 在有机低维体系 (如有机晶状超晶格、分子聚合物、共轭聚合物以及单分子层) 中, 由于激子-声子的强烈耦合作用, 同样存在着电磁感应透明效应与超慢光速效应. 这种效应与三能级原子系统在机制上是不完全相同的, 这里声子的辅助作用相当重要, 如果没有激子与声子的相互作用, 电磁感应透明效应与超慢光速效应即刻消失.

文献 [13, 14] 的证明中首先是把激子当作玻色子来处理的, 证明了强耦合激子-声子系统中存在电磁感应透明效应和超慢光速效应, 激子与声子的相

互作用是产生电磁感应透明效应的主要因素. 但是这个近似在激子密度较低时是适用的, 而当激子的密度相对较高时, 激子间的相互作用将不可忽略, 这时激子将偏离玻色子模型而需修正. 对此我们对激子又采用了 Dyson-Maleev 近似变换, 同样可以证明这时系统存在电磁感应透明效应和超慢光速效应, 激子与声子的相互作用仍然是产生电磁感应透明效应的主要因素. 进一步研究发现, 即使不对激子作任何近似, 系统也仍然存在电磁感应透明效应和超慢光速效应. 这时激子是用自旋算符来描述的, 它满足自旋算符的对易关系, 因此它包含了激子的非玻色性. 这时做理论计算比作近似情况下要复杂得多. 更重要的是我们将证明这里的电磁感应透明是由于激子与声子的耦合引起的, 而不是由于激子作近似所引起的. 本文将在不对激子作任何近似的条件下, 对有机低维体系中光的线性极化率进行理论计算, 证明当信号光场频率与激子频率的失谐量等于光学声子的频率时, 会出现电磁感应透明现象, 并将结果与对激子作 Dyson-Maleev 变换近似和玻色近似的结果进行比较, 发现对激子无论是否作近似对产生电磁感应透明现象和超慢光速效应都没有实质的影响, 激子与声子的相互作用是产生电磁感应透明效应的主要因素.

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 10274051) 和上海市自然科学基金 (批准号: 03ZR14060) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: ym1823@yahoo.com.cn

## 2. 理论分析

我们考察一个强耦合激子-声子系统(如有机晶体薄膜),外界信号光场( $\omega_s$ )和控制光场( $\omega_c$ )共同作用在该系统上,这个系统中包括激子-声子之间的相互作用、激子-激子之间的相互作用和外部辐射场的影响.考虑旋波近似和单声子模式以及线性激子-声子相互作用,系统的哈密顿量如下<sup>[10,11]</sup>:

$$H = \hbar(\omega_{ex} - \omega_c)S^z + \hbar\omega_{ph}b^+b - \hbar\lambda S^zQ - \hbar\Omega(S^+ + S^-) - \mu(E_s^+ E_s e^{-i\delta t} + S^- E_s^* e^{i\delta t}), \quad (1)$$

式中, $\hbar\omega_{ex}$ 和 $\hbar\omega_{ph}$ 分别为激子结合能和声子能量, $\lambda$ 为激子-声子耦合常数, $\Omega = \mu E_c / \hbar$ 为控制光场的拉比频率, $E_c$ 为控制光场强, $\mu$ 为激子的电偶极矩, $E_s$ 为信号光场强. $S^z, S^{\pm}$ 为激子的自旋算符, $b^+$ 和 $b$ 分别为声子的产生和湮没算符, $b^+b$ 是声子数, $Q = b^+ + b$ 为声子振幅算符. $\delta = \omega_s - \omega_c$ 为信号光场与控制光场的调制频率.

激子的自旋算符满足下列对易关系:

$$\begin{aligned} [S^z, S^{\pm}] &= \pm S^{\pm}, \\ [S^+, S^-] &= 2S^z. \end{aligned} \quad (2)$$

激子算符 $S^z, S^{\pm}$ 以及声子振幅算符 $Q$ 随时间的变化由海森伯方程决定,则得到以下方程组:

$$\frac{dS^-}{dt} = -i\Delta S^- + i\lambda QS^- - 2i\Omega S^z - \frac{2i\mu E_s}{\hbar} S^z e^{-i\delta t}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS^z}{dt} &= i\Omega S^+ - i\Omega S^- + \frac{i\mu E_s}{\hbar} S^+ e^{-i\delta t} \\ &\quad - \frac{i\mu E_s^*}{\hbar} S^- e^{-i\delta t}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dQ^2}{dt^2} = -\omega_{ph}^2 Q + 2\omega_{ph}\lambda S^z, \quad (5)$$

式中 $\Delta = \omega_{ex} - \omega_c$ .以后的计算中忽略 $S^z, S^{\pm}$ 与 $Q$ 的量子性<sup>[14]</sup>,由(3)–(5)式可以得到以下的方程:

$$\begin{aligned} \frac{dS^-}{dt} &= -(i\Delta + \Gamma_1)S^- + i\lambda QS^- \\ &\quad - 2i\Omega S^z - \frac{2i\mu E_s}{\hbar} S^z e^{-i\delta t}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS^z}{dt} &= -\Gamma_2 \left( S^z + \frac{1}{2} \right) + i\Omega S^+ - i\Omega S^- \\ &\quad + \frac{i\mu E_s}{\hbar} S^+ e^{-i\delta t} - \frac{i\mu E_s^*}{\hbar} S^- e^{-i\delta t}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{dQ^2}{dt^2} + \gamma_{ph} \frac{dQ}{dt} + \omega_{ph}^2 Q = 2\omega_{ph}\lambda S^z, \quad (8)$$

式中, $\Gamma_1$ 和 $\gamma_{ph}$ 分别为激子的退相干率和声子的退相干率, $\Gamma_2$ 为激子的寿命.这里的 $\Gamma_1, \gamma_{ph}$ 和 $\Gamma_2$ 是我们唯像地引入的.下面的计算过程中考虑 $E_c$ 的全部项修正和 $E_s$ 的一阶项修正.把 $S^z, S^-$ 和 $Q$ 分别展开成下列各式:

$$S^z(t) = S_0^z + S_+^z e^{-i\delta t} + S_-^z e^{i\delta t}, \quad (9)$$

$$S^-(t) = S_0^- + S_+^- e^{-i\delta t} + S_-^- e^{i\delta t}, \quad (10)$$

$$Q(t) = Q_0 + Q_+ e^{-i\delta t} + Q_- e^{i\delta t}. \quad (11)$$

将(9)–(11)式代入(6)–(8)式可得

$$-(i\Delta + \Gamma_1)S_0^- + i\lambda Q_0 S_0^- - 2i\Omega S_0^z = 0, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} -i\delta S_+^- &= -(i\Delta + \Gamma_1)S_+^- + i\lambda Q_+ S_+^- \\ &\quad + i\lambda Q_+ S_0^- - 2i\Omega S_+^z - \frac{2i\mu E_s}{\hbar} S_0^z, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} i\delta S_-^- &= -(i\Delta + \Gamma_1)S_-^- + i\lambda Q_0 S_-^- \\ &\quad + i\lambda Q_- S_0^- - 2i\Omega S_-^z; \end{aligned} \quad (14)$$

$$-\frac{\Gamma_2}{2} - \Gamma_2 S_0^z + i\Omega S_0^* - i\Omega S_0 = 0, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} -i\delta S_+^z &= -\Gamma_2 S_+^z + i\Omega S_-^* \\ &\quad - i\Omega S_+ + \frac{i\mu E_s}{\hbar} S_0^*, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} i\delta S_-^z &= -\Gamma_2 S_-^z + i\Omega S_+^* - i\Omega S_- \\ &\quad - \frac{i\mu E_s^*}{\hbar} S_0; \end{aligned} \quad (17)$$

$$\omega_{ph}^2 Q_0 = 2\omega_{ph}\lambda S_0^z, \quad (18)$$

$$(\omega_{ph}^2 - \delta^2 - i\gamma_{ph}\delta)Q_+ = 2\omega_{ph}\lambda S_+^z, \quad (19)$$

$$(\omega_{ph}^2 - \delta^2 + i\gamma_{ph}\delta)Q_- = 2\omega_{ph}\lambda S_-^z. \quad (20)$$

由(12)–(20)式可以解出线性光极化率为

$$\begin{aligned} \chi^{(1)}(\omega_s) &= \frac{N\mu S_+}{E_s} \\ &= \frac{N\mu^2}{\Gamma_1 \hbar} \chi(\omega_s), \end{aligned} \quad (21)$$

式中 $N$ 为激子的密度.函数 $\chi(\omega_s)$ 由下式给出:

$$\chi(\omega_s) = \frac{B_1 [2Dw_0 - E(A - 2i)] + \{E - [\alpha\eta\chi(w_0 + 1) + 2w_0 \mathbb{I}(A - 2i)]\} \times [C_1(A - 2i) + D \mathbb{I}(A + 2i)]}{\mathbb{I} [C_2(A + 2i) - D \mathbb{I} [C_1(A - 2i) + D] + B_1 B_2 \mathbb{I}(A - 2i)]}. \quad (22)$$

这里 ,

$$\begin{aligned} w_0 &= 2S_0^z, \\ A &= \alpha w_0 - 2\Delta_c, \\ B_1 &= 4\Omega_c^2 \alpha \gamma \beta w_0 - 4\Omega_c^2 (\chi A + 2i), \\ B_2 &= 4\Omega_c^2 \alpha \gamma \beta w_0 - 4\Omega_c^2 (\chi A - 2i), \\ C_1 &= 2\Delta_c + 2\delta_0 - \alpha w_0 - 4\Omega_c^2 \beta + 2i, \\ C_2 &= 2\Delta_c - 2\delta_0 - \alpha w_0 + 4\Omega_c^2 \beta - 2i, \\ D &= 4\Omega_c^2 \alpha \gamma \beta w_0, \\ E &= 8\Omega_c^2 \beta w_0, \\ \beta &= \frac{1}{\delta_0 + i\Gamma_2/\Gamma_1}, \\ \Delta_c &= \Delta/\Gamma_1, \\ \delta_0 &= \delta/\Gamma_1, \\ \Omega_c &= \Omega/\Gamma_1, \\ \omega_{\text{ph}0} &= \omega_{\text{ph}}/\Gamma_1, \\ \gamma_{\text{ph}0} &= \gamma_{\text{ph}}/\Gamma_1, \\ \alpha &= 2\lambda^2 (\omega_{\text{ph}0} \Gamma_1^2), \end{aligned}$$

辅助函数  $\chi(\omega_s)$  可以表示为

$$\chi(\omega_s) = \frac{\omega_{\text{ph}0}^2}{\omega_{\text{ph}0}^2 - \delta_0^2 - i\gamma_{\text{ph}0} \delta_0},$$

$w_0$  由控制光场的拉比频率和失谐量以及激子与声子的耦合常数所决定 ,由下列的三次方程给出 :

$$(w_0 + 1) [(\alpha w_0 - 2\Delta_c)^2 + 4] = 8\Omega_c^2 w_0^2. \quad (23)$$

由以上的模型可以求出光的群速度 .根据光的群速度的定义

$$v_g = d\omega/dk,$$

光脉冲的群速度与折射率的关系为

$$v_g = \frac{c}{n + \omega_s (dn/d\omega_s)}.$$

在这个表达式中 ,如果分母很大 , $v_g$  就可以很小 ,即意味着可以产生超慢光速现象 .由折射率

$$n \approx 1 + 2\pi \text{Re}\chi(\omega_s)$$

可知 ,在  $\omega_s = \omega_{\text{ex}}$  处 , $\chi(\omega_s)_{\omega_s = \omega_{\text{ex}}} \approx 0$  ,则  $n \approx 1$  ,若要

求  $v_g$  的表达式分母很大 ,则应该  $\frac{d\chi}{d\omega_s} \gg 1$  ,所以产生超慢光的关键是使介质在共振频率处出现线性光极化率随光波频率变化极快的正常色散  $\left(\frac{d\chi}{d\omega_s} \gg 1\right)$  ,也

就是  $\chi - \omega$  曲线有极大的斜率 ,但此时极化率的虚部 ,即代表介质的吸收部分同时也取极大值 ,这时光被强烈地吸收 ,无法穿过介质 .利用电磁感应透明技

术 ,使介质在共振频率处出现电磁感应透明现象 ,同时介质出现变化率极快的正常色散 ,这样就可获得光群速度被大大减慢的超慢光 .将

$$n \approx 1 + 2\pi \text{Re}\chi(\omega_s)$$

代入

$$v_g = \frac{c}{n + \omega_s (dn/d\omega_s)}$$

的表达式中 ,可得

$$\frac{c}{v_g} = 1 + 2\pi \text{Re}\chi(\omega_s)_{\omega_s = \omega_{\text{ex}}} + 2\pi \omega_s \text{Re}\left(\frac{d\chi}{d\omega_s}\right)_{\omega_s = \omega_{\text{ex}}}. \quad (24)$$

由 (24) 式可得

$$\begin{aligned} \frac{c}{v_g} - 1 &= \frac{2\pi \omega_{\text{ex}} N \mu^2}{\hbar \Gamma} \text{Re}\left(\frac{d\chi}{d\omega_s}\right)_{\omega_s = \omega_{\text{ex}}} \\ &= \Sigma \Gamma \text{Re}\left(\frac{d\chi}{d\omega_s}\right)_{\omega_s = \omega_{\text{ex}}}, \end{aligned} \quad (25)$$

式中  $N$  是激子的密度 ,且

$$\Sigma = \frac{2\pi \omega_{\text{ex}} N \mu^2}{\hbar \Gamma^2}.$$

### 3. 数值计算与讨论

结合文献 [13, 14] ,下面就对激子不作任何近似、对激子作 Dyson-Maleev 变换近似和玻色近似的三种情况下 ,线性光极化率  $\chi(\omega_s)$  的实部和虚部 (对应于介质的折射率和吸收率) 的不同情况进行讨论 .

由 (22) 式我们得到了介质的线性光极化率  $\chi(\omega_s)$  与探测光的频率失谐量  $\Delta_s = \delta_0 - \Delta_c$  的函数关系 ,由此可画出线性光极化率的虚部  $\text{Im}[\chi(\omega_s)]$

(吸收率) 和光极化率的实部  $\text{Re}[\chi(\omega_s)]$  (折射率) 与  $\Delta_s$  的关系曲线 .图 1 为无量纲的吸收率  $\text{Im}[\chi(\omega_s)]$  随失谐量  $\Delta_s$  的变化规律 .图 2 为无量纲的折射率  $\text{Re}[\chi(\omega_s)]$  随失谐量  $\Delta_s$  的变化规律 .图 1 和图 2 中的实线是不作任何近似的情形 ,虚线是作 Dyson-Maleev 变换近似的情形 ,点划线是作玻色近似的情形 .各参量的取值分别为  $\Delta_c = 4$  ,  $\Omega_c^2 = 1.5$  ,  $\alpha = 1$  ,  $\omega_{\text{ph}0} = 4$  ,  $\gamma_{\text{ph}0} = 0.01$  .

从图 1 可以看出 ,当加入控制光场后 ( $\Omega_c^2 = 1.5$  ,  $\Delta_c = 4$ ) ,三条曲线在吸收曲线的共振频率附近极窄的范围内 ,都出现吸收为零的极小值 ,表明当信号光场频率与激子频率的失谐量等于光学声子的频

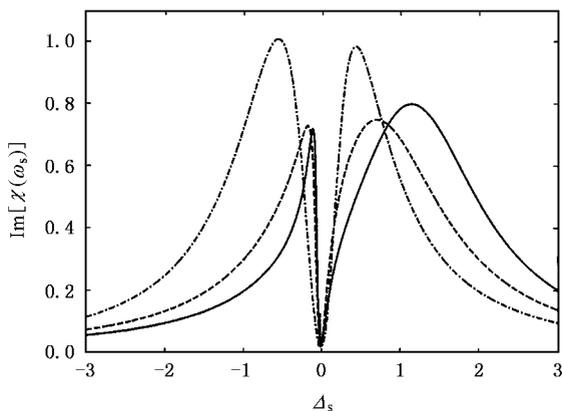


图 1 无量纲的吸收率  $\text{Im}[\chi(\omega_s)]$  随失谐量  $\Delta_s$  的变化

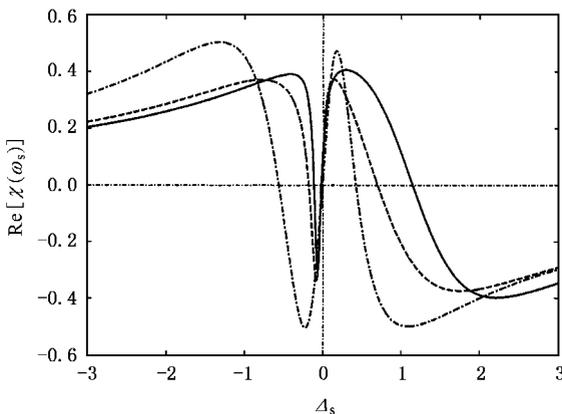


图 2 无量纲的折射率  $\text{Re}[\chi(\omega_s)]$  随失谐量  $\Delta_s$  的变化

率时,三种情况下都会发生电磁感应透明现象,即不论对激子是否作近似,都会发生电磁感应透明现象.由图 1 和图 2 还可以看出,在对激子不作任何近似和对激子作 Dyson-Maleev 变换时,吸收率曲线与折射率曲线都发生形变(见图中的实线和虚线),出现不对称情况,峰值变小,并且对激子不作任何近似时曲线的形变最厉害,不对称性也最大.这是因为在这里激子是用自旋算符来描述的,当对激子不作任何近似时,它满足自旋算符的对易关系,因此它包含了激子的非玻色性.而当对激子作 Dyson-Maleev 变换时,即把激子视为玻色子,但不是严格的玻色子(即用玻色算符展开自旋算符并截断),仅考虑了部分排斥作用,所以这时对应的曲线就比对激子不作任何近似时的形变要小些.我们注意到曲线的形变对产生电磁感应透明现象没有实质的影响,而且出现电磁感应透明现象的频率基本不变.同时,对激子不作任何近似时,其折射率曲线(见图中的实线)在共振

频率附近仍十分陡峭,有变化极快的正常色散,这就意味着介质在共振频率处仍会有超慢光效应,表明对激子无论是否作近似对产生超慢光效应都没有实质的影响.此外,与文献 [13, 14] 一样,如果不考虑激子-声子的相互作用( $\alpha = 0$ ),则吸收率将不会存在零点,折射率在介质共振频率附近也不会出现斜率很大的情况,这时无论如何调节外场,都无法获得电磁感应透明现象和超慢光效应.这就证明了在电磁感应透明介质中,起主要作用的是激子-声子的相互作用,若没有激子-声子的相互作用,电磁感应透明现象立即消失.

根据(25)式,纵坐标以  $\Sigma$  为单位,可以画出  $c/v_g - 1$  随控制光场拉比频率平方  $\Omega_c^2$  变化的关系曲线,如图 3 所示.图 3 中实线是不作任何近似的情形,虚线是作 Dyson-Maleev 变换近似的情形,点划线是作玻色近似的情形.各参量的取值分别为  $\Delta_s = 0$ ,  $\alpha = 1$ ,  $\Delta_c = 4$ ,  $\gamma_{ph0} = 0.01$ ,  $\omega_{ph0} = 4$ .

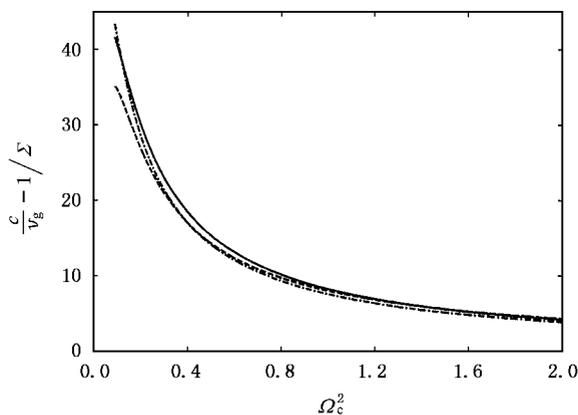


图 3  $c/v_g - 1$  随控制光场拉比频率平方  $\Omega_c^2$  的变化

从图 3 可以看出,三种情况光群速度都会出现减慢现象,在对激子不作任何近似时,超慢光效应较对激子作玻色近似时略有减弱,但又比对激子作 Dyson-Maleev 变换时的超慢光效应略强.由于三种情况的折射率曲线在共振频率附近的变化大体相近,曲线斜率基本相同,因此三种情况下的超慢光效应也基本一样.此外还可以看出光群速度  $v_g$  与控制光场拉比频率平方  $\Omega_c^2$  有关, $v_g$  随  $\Omega_c^2$  的减小而迅速减小.

### 4. 结 论

1) 在强耦合激子-声子系统中,三种情况下系统

都会出现电磁感应透明现象. 当不对激子作任何近似时, 只是使曲线形变厉害, 但对产生电磁感应透明现象没有实质的影响. 激子-声子的相互作用在产生电磁感应透明过程中起着关键的作用. 如果没有激子-声子的相互作用, 电磁感应透明现象立即消失.

2) 在不对激子作任何近似时, 折射率曲线在共振频率附近极窄的范围内仍十分陡峭, 仍会产生超慢光现象, 但超慢光效应较对激子作玻色近似时略有减弱, 光的群速度与控制光场拉比频率平方  $\Omega_c^2$

有关.

在实验方面的验证, 我们建议采用文献 [11, 12] 的实验方法, 因为他们的方法是基于相干布居数振荡 (coherent population oscillations) 而导致的电磁感应透明和超慢光效应, 而我们的方法则是基于声子辅助的相干布居数振荡而导致的电磁感应透明和超慢光效应. 在实验材料方面, 我们建议采用有机 PTS (polydiacety-toluene sulfonate) 薄膜, 因为这种有机材料的激子与声子的耦合常数较大<sup>[13]</sup>.

[1] Lukin M D, Imamoglu A 2001 *Nature* **413** 273

[2] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36

[3] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783

[4] Zhao J M, Zhao Y T, Huang T *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1023 (in Chinese) [赵建明、赵延霆、黄涛等 2004 物理学报 **53** 1023]

[5] Liu Z D, Wu Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2970 (in Chinese) [刘正东、武强 2004 物理学报 **53** 2970]

[6] Huang S G, Gu W Y, Ma H Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4211 (in Chinese) [黄善国、顾婉仪、马海强 2004 物理学报 **53** 4211]

[7] Hau L V, Harris S E, Dutton Z *et al* 1999 *Nature* **397** 594

[8] Kash M M, Sautenkov V A, Zibov A S *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 5229

[9] Turukhin A V, Sudarshanam V S, Shahriar M S *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 023602

[10] Asarwal G S, Day T N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 203901

[11] Bigelow M S, Lepeshlin N N, Boyd R W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 113903

[12] Bigelow M S, Lepeshlin N N, Boyd R W 2003 *Science* **301** 200

[13] Zhu K D, Li W S 2002 *Appl. Phys. B* **75** 861

[14] Zhu K D, Li W S 2001 *J. Phys. B* **34** L679

## Phonon mediated electromagnetically induced transparency and ultraslow light in strongly coupled exciton-phonon systems<sup>\*</sup>

Yao Ming<sup>1)†</sup> Zhu Ka-Di<sup>2)</sup> Yuan Xiao-Zhong<sup>2)</sup> Jiang Yi-Wen<sup>2)</sup> Wu Zhuo-Jie<sup>2)</sup>

1) *School of Physics and Electrical Information Science, Ningxia University, Yinchuan 750001, China*

2) *Department of Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030, China*

(Received 21 June 2005; revised manuscript received 6 December 2005)

### Abstract

Phonon mediated electromagnetically induced transparency (EIT) and ultraslow light in strongly coupled exciton-phonon systems are investigated theoretically without making any approximation for excitons. It is shown that electromagnetically induced transparency mediated by phonons and the ultraslow light can occur in such systems as the signal field detuning from the exciton frequency is exactly equal to the phonon frequency. It is further shown that the phonon mediated EIT and ultraslow light calculated by using the exact exciton model is essentially the same as the numerical results obtained using the Bose approximation or the Dyson-Maleev approximation.

**Keywords**: quantum optics, electromagnetically induced transparency, exciton, phonon

**PACC**: 4250

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10274051) and the Natural Science Foundation of Shanghai, China (Grant No. 03ZR14060).

<sup>†</sup> E-mail: ym1823@yahoo.com.cn