

文章编号: 1007-6654(2012)03-0262-05

## 利用非相干泵浦调控 V 型三能级系统的吸收与色散

李中华, 豆亚芳, 李媛, 张俊香<sup>†</sup>

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 山西 太原 030006)

摘要: 理论研究了 V 型三能级系统中的吸收与色散特性, 证明在探测光几乎无损耗的情况下可以实现超光速和亚光速传输。通过引入一束非相干泵浦场的作用, 使输出探测光产生增益, 并且在强耦合场诱导的 Autler-Townes 分裂(AT 分裂)的情况下, 可以得到探测光脉冲的增益抑制和相应的反常色散。

关键词: 电磁诱导透明; AT 分裂; 正常色散; 反常色散

中图分类号: O431 文献标识码: A

### 0 引言

一束耦合光诱导介质对探测光在其共振中心附近产生透明, 这种现象通常被称为电磁诱导透明(EIT), 它是由探测光在不同跃迁路径之间的破坏性干涉导致的。然而, Autler-Townes 分裂(AT 分裂)效应同样可以产生对探测光的透明; 不同的是, AT 分裂并没有受到量子干涉的影响, 仅仅是探测光的吸收谱发生双分裂造成的。因此, 单凭透明现象我们无法确定介质中发生的究竟是 EIT 还是 AT 分裂<sup>[1-3]</sup>。

EIT 和 AT 分裂效应在耦合光诱导介质对探测光产生透明的同时会伴随正常色散, 可以使探测光脉冲以低于光速  $c$  传输。因此, 我们可以通过控制耦合光的强度来同时实现吸收和群速度的减小。1995 年, Min Xiao 小组测量了阶梯形铷原子蒸汽 EIT 介质的吸收和色散曲线, 间接得到群速度被减慢至  $c/13.2$ <sup>[4]</sup>。同年的 Schmidt 等人也测量了 Cs 原子在 EIT 条件下的吸收和色散, 发现该陡峭色散可以将群速度减慢至  $c/3000$ <sup>[5]</sup>; Kasapi 等人则在 10 cm 长的 Pb 气泡中实现了慢

光群速度  $c/165$ <sup>[6]</sup>。1999 年哈佛大学的 Hau 小组则在钠原子 BEC 中将光群速度减慢至 17 m/s<sup>[7]</sup>。2003 年, J. B. Kim 的实验采用 Cs 原子  $D_2$  线的闭合能级  $6^2S_{1/2}F=4 \leftrightarrow 6^2P_{3/2}F'=5$  结构, 仅仅通过连续地改变耦合光的功率就实现了介质对探测光色散的变化以及对探测光脉冲的群速度的连续调谐, 此时探测光也相应的由吸收增强变化到透明<sup>[8]</sup>。

关于超光速的研究则通常是在二能级吸收介质或 EIA 介质中进行的, 因为在探测光吸收增强的区域对应反常色散, 因此可以实现群速度  $v_g \gg c$  或者  $v_g < 0$ <sup>[9]</sup>。早在 1994 年, Chiao 等人就预测利用一对增益峰之间存在的一段透明区域可以实现高斯脉冲的超光速传输<sup>[10]</sup>。2000 年, 王立军小组在  $\Lambda$  型三能级系统中利用构建 Raman 增益的方法实现了探测光在其共振中心附近的增益抑制以及两个增益峰之间的反常色散, 从而得到负群速度  $-c/310$ <sup>[11]</sup>。

基于之前有关利用增益的方法实现反常色散的理论研究, 我们研究了 V 型系统中的吸收和色

①收稿日期: 2012-04-26

基金项目: 国家自然科学基金(10974126; 60821004)

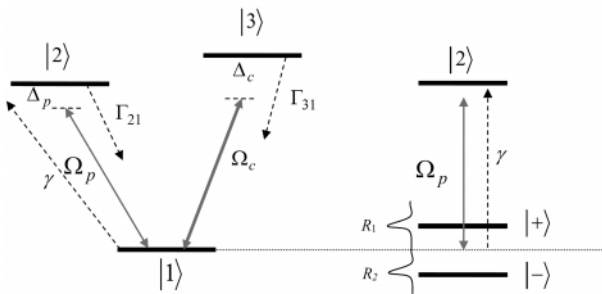
作者简介: 李中华(1982—), 男, 山西阳泉人, 在读博士, 研究领域: 量子光学方面的研究。E-mail: yongyuande542@126.com

<sup>†</sup>通讯作者: E-mail: junxiang@sxu.edu.cn

散特性。通过引入非相干泵浦场来改变探测光跃迁能级布居数的方法,我们同样可以在 AT 分裂介质中实现对探测光的增益抑制和反常色散。理论证明,AT 分裂不仅可以对吸收增强产生透明,也可以对增益放大产生透明,而且可以同时实现光脉冲在近透明时的超光速与亚光速传输。

## 1 理论模型

考虑 V 型三能级系统,如图 1 所示。一束 Rabi 频率为  $\Omega_p$ , 频率为  $\omega_p$  的弱探测光作用于  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  跃迁; Rabi 频率为  $\Omega_c$ , 频率为  $\omega_c$  的强耦合光作用于  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  跃迁。二者的失谐分别定义为  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21}$ ,  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{31}$ , 其中  $\omega_{31}$  和  $\omega_{21}$  为能级跃迁频率。一束泵浦率为  $\gamma$  的非相干泵浦场作用于跃迁  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  上, 将基态的粒子数泵浦到激发态  $|2\rangle$  上, 然后通过由  $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  的辐射跃迁产生对探测光的增益。  $\Gamma_{21}$  和  $\Gamma_{31}$  分别为两个激发态到基态的自发辐射衰减率。



一束非相干泵浦场作用于  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  跃迁, 其相应的非相干泵浦率为  $\gamma$ 。

图 1 V 型三能级结构的裸态与缀饰态示意图  
The incoherent pump field pumps the state  $|1\rangle$  with the rate  $\gamma$ .

Fig. 1 Schematic diagram of the bare V-type three-level system and the corresponding dressed state diagram

我们写出相应的密度矩阵元的运动方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} &= -(i\Delta_p + \gamma_{21})\rho_{12} - \\ & i\frac{\Omega_p^*}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}) + i\frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{32}, \\ \frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} &= -(i\Delta_c + \gamma_{31})\rho_{13} - \\ & i\frac{\Omega_c^*}{2}(\rho_{11} - \rho_{33}) + i\frac{\Omega_p^*}{2}\rho_{23}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} &= [i(\Delta_p - \Delta_c) - \gamma_{23}]\rho_{23} + i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{13} - i\frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{21}, \\ \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= -\gamma\rho_{11} + \Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{31}\rho_{33} + i\frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{31} - \\ & i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{13} + i\frac{\Omega_p^*}{2}\rho_{21} - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{12}, \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= -\Gamma_{31}\rho_{33} - i\frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{31} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{13}, \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} &= 1, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $\gamma_{ij}$  为相应跃迁的极化衰减率, 具体为:

$$\begin{aligned} \gamma_{21} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{21} + \gamma), \\ \gamma_{23} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \Gamma_{21}), \\ \gamma_{31} &= \frac{1}{2}(\Gamma_{31} + \gamma). \end{aligned} \quad (2)$$

只考虑弱探测光时的零阶近似, 并求稳态解, 可以得到:

$$\begin{aligned} \rho_{11}^0 &= \left( \frac{\gamma + \Gamma_{21}}{\Gamma_{21}} + \frac{\gamma_{31} |\Omega_c|^2 / 2}{\Gamma_{31}(\gamma_{31}^2 + \Delta_c^2) + \gamma_{31} |\Omega_c|^2 / 2} \right)^{-1}, \\ \rho_{33}^0 &= \left( \frac{\gamma_{31} |\Omega_c|^2 / 2}{\Gamma_{31}(\gamma_{31}^2 + \Delta_c^2) + \gamma_{31} |\Omega_c|^2 / 2} \right) \rho_{11}^0, \\ \rho_{22}^0 &= \frac{\gamma}{\Gamma_{21}} \rho_{11}^0, \\ \rho_{31}^0 &= \frac{i\Omega_c / 2 (\rho_{33}^0 - \rho_{11}^0)}{i\Delta_c - \gamma_{31}}, \\ \rho_{21}^0 &= \rho_{23}^0 = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

将零阶解代入主方程组(1)中, 得到关于  $\Omega_p$  的一阶方程组:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{12}^1}{\partial t} &= -(i\Delta_p + \gamma_{21})\rho_{12}^1 - \\ & i\frac{\Omega_p^*}{2}(\rho_{11}^0 - \rho_{22}^0) + i\frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{32}^1, \\ \frac{\partial \rho_{23}^1}{\partial t} &= (i(\Delta_p - \Delta_c) - \gamma_{23})\rho_{23}^1 + \\ & i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{13}^0 - i\frac{\Omega_c^*}{2}\rho_{21}^1, \end{aligned} \quad (4)$$

求解一阶方程组的稳态解, 得到:

$$\begin{aligned} \rho_{12}^1 &= \frac{i\Omega_p / 2}{i\Delta_p + \gamma_{21} + \frac{|\Omega_c|^2 / 4}{i(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{23}}} \times \\ & \left\{ \rho_{22}^0 - \rho_{11}^0 + \frac{|\Omega_c|^2 (\rho_{33}^0 - \rho_{11}^0) / 4}{(i\Delta_c - \gamma_{31}) [i(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{23}]} \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

在耦合光满足共振的条件  $\Delta_c = 0$  以及耦合

光和探测光的 Rabi 频率均为实数时,我们采用文献[2]的方法将此密度矩阵元展开为两个共振峰的形式:

$$\rho_{12}^1 = R_1 + R_2,$$

其中,

$$R_1 = \frac{a/2}{Z_1 - Z_2} \frac{Z_1 - i(\gamma_{23} + b/a)}{\Delta_p - Z_1}$$

$$R_2 = \frac{-a/2}{Z_1 - Z_2} \frac{Z_2 - i(\gamma_{23} + b/a)}{\Delta_p - Z_2} \quad (6)$$

$$Z_1 = \frac{1}{2} [i(\gamma_{21} + \gamma_{23}) + \sqrt{-(\gamma_{23} - \gamma_{21})^2 + \Omega^2}]$$

$$Z_2 = \frac{1}{2} [i(\gamma_{21} + \gamma_{23}) - \sqrt{-(\gamma_{23} - \gamma_{21})^2 + \Omega^2}] \quad (7)$$

$$a = \frac{\gamma - \Gamma_{21}}{\Gamma_{21}} \rho_{11}, \quad b = \frac{\Omega^2 \Gamma_{31} \gamma_{31}}{4\Gamma_{31} \gamma_{31}^2 + 2\gamma_{31} \Omega^2} \rho_{11} \quad (8)$$

$$\rho_{11} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{\Gamma_{21}} + \frac{\Omega^2/2}{\Gamma_{31} \gamma_{31} + \Omega^2/2}} \quad (9)$$

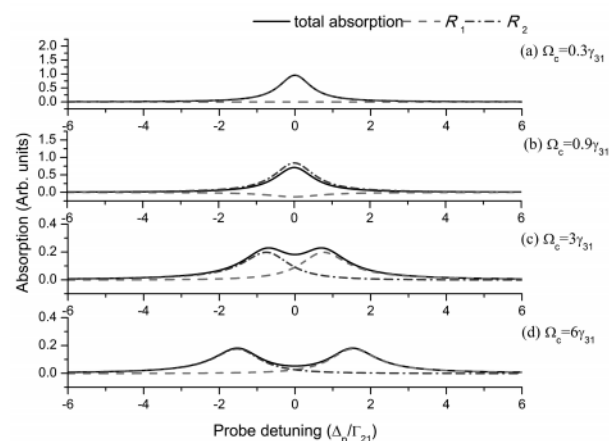
展开成两个共振  $R_1$  和  $R_2$  的形式有助于我们在下文中理解弱耦合场条件下不存在干涉引起的透明,而强耦合场条件下的透明则完全是由 AT 分裂导致的。这对于吸收抑制和增益抑制的情况同样适用。探测光的吸收正比于  $-\text{Im}[\rho_{12}^1]$ , 色散正比于  $\text{Re}[\rho_{12}^1]$ 。由公式可以看出,调节非相干泵浦场的泵浦率,可以改变探测光的吸收和色散特性。

## 2 V 型三能级系统的吸收与色散特性分析

以下讨论基于假设激发态的自发辐射衰减率满足  $\Gamma_{21} = \Gamma_{31}$ , 并且所有参数都归一到  $\Gamma_{21}$  上。同时,我们根据文献[2]对阈值因子的定义,将耦合场的 Rabi 频率表示为耦合光跃迁的极化衰减率  $\gamma_{31}$  的倍数。

在耦合场作用下诱导基态发生缀饰分裂,探测光有两个跃迁路径  $|2\rangle \leftrightarrow |+\rangle$  和  $|2\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ 。在非相干泵浦场的泵浦率  $\gamma = 0$  时,我们画出了相应的吸收和色散曲线,如图 2 和图 3 所示。在耦合场强度较小时,探测光总的吸收在其共振中心附近呈现一个吸收峰,此时只有共振  $R_2$  起作用,  $R_1$  几乎为零,总的色散就是  $R_2$  的色散。这表

明此时两个跃迁路径  $|2\rangle \leftrightarrow |+\rangle$  和  $|2\rangle \leftrightarrow |-\rangle$  之间不存在量子干涉。随着耦合场强度的逐渐增大,  $|+\rangle$  和  $|-\rangle$  逐渐成为两个相对独立的能级,使得该吸收峰分裂成两个,并且在共振中心附近为一段吸收减小的透明区域。此时,独立的两个共振  $R_1$  和  $R_2$  共同对探测光的吸收有贡献,并且它们的峰值基本相等。  $R_1$  和  $R_2$  相应的反常色散的叠加使得透明部分对应正常色散区域。当耦合场强度进一步增加时,  $R_1$  和  $R_2$  逐渐完全分离,此时它们幅值相等,均为洛仑兹型,且分别位于  $\pm \Omega_c/2$  处。  $R_1$  和  $R_2$  的峰值处仍然对应反常色散,而两者之间的透明区域则始终对应正常色散。可见, V 型三能级系统在弱耦合场条件下不存在量子干涉效应;它在强耦合场条件下的透明则完全是 AT 分裂的结果。因此,强耦合场诱导 AT 分裂时,我们可以同时实现探测光脉冲在共振中心附近的透明以及亚光速传输。



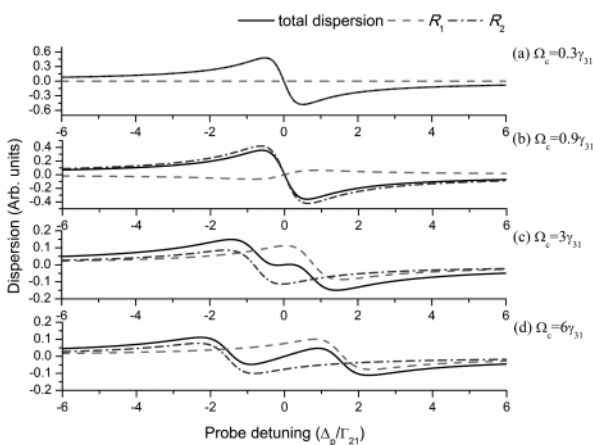
非相干泵浦场的泵浦率  $\gamma = 0$ 。实线表示探测光总的吸收,虚线和虚点线表示两个共振  $R_1$  和  $R_2$  各自的吸收。

图 2 探测光的吸收随失谐的变化

The dashed and dash-dotted lines represent the contributions of  $R_1$  and  $R_2$ , respectively.

Fig. 2 The probe absorption vs detuning with the incoherent pump rate  $\gamma = 0$ .

引入一束泵浦率较大的非相干泵浦场,将基态的粒子数泵浦到激发态  $|2\rangle$ , 跃迁  $|2\rangle \leftrightarrow |+\rangle$  和  $|2\rangle \leftrightarrow |-\rangle$  对探测光产生增益,从而产生两个增益峰  $R_1$  和  $R_2$ 。此时探测光的吸收和色散如图 4 和图 5 所示。可以看到,  $\text{Im}[\rho_{ab}] < 0$  表明探测光

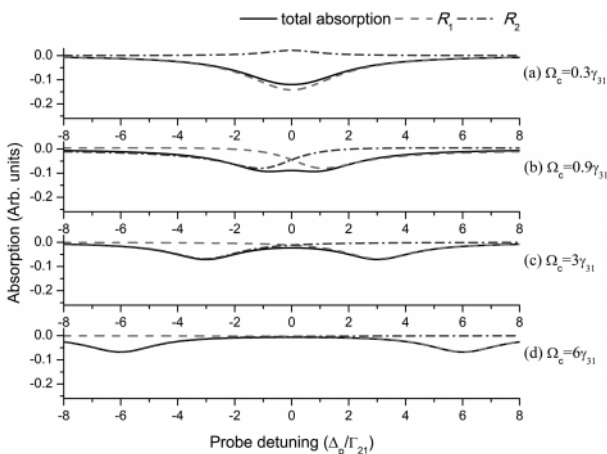


非相干泵浦场的泵浦率  $\gamma = 0$ 。实线表示探测光总的色散,虚线和虚点线表示两个共振  $R_1$  和  $R_2$  各自的色散。

图 3 探测光的色散随失谐的变化

The dashed and dash-dotted lines represent the contributions of  $R_1$  and  $R_2$ , respectively.

Fig. 3 The probe dispersion vs detuning with the incoherent pump rate  $\gamma = 0$ .



非相干泵浦场的泵浦率  $\gamma = 3$ 。实线表示探测光总的吸收,虚线和虚点线表示两个共振  $R_1$  和  $R_2$  各自的吸收。

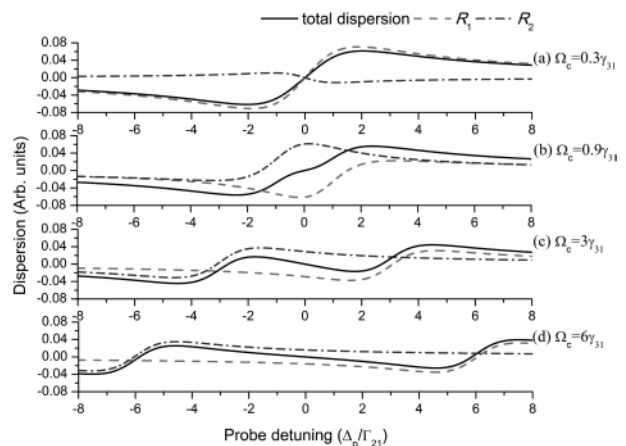
图 4 探测光的吸收随失谐的变化

The dashed and dash-dotted lines represent the contributions of  $R_1$  and  $R_2$ , respectively.

Fig. 4 The probe absorption vs detuning with the incoherent pump rate  $\gamma = 3$ .

被放大,并且其色散特性也随之改变。耦合场强度较小时,  $|+\rangle$  和  $|-\rangle$  相互重叠不可区分,此时探测光在共振中心附近有较大的增益并伴随正常色散,但总的增益完全由其中一个共振增益峰决定,另一个没有贡献(图 4(a))。随着耦合场强度

的增加,  $|+\rangle$  和  $|-\rangle$  相对独立可以区分,此时增益峰发生分裂,导致探测光零失谐附近存在一段增益抑制的透明区域(图 4(b)(c))。当耦合场强度进一步增加时,探测光总的增益为完全独立的增益峰  $R_1$  和  $R_2$  的叠加,  $R_1$  和  $R_2$  具有相同的幅值并且位于  $\pm \Omega_c/2$  处,是耦合场诱导基态  $|1\rangle$  发生 AT 分裂的结果(图 4(c)(d)),同时此时伴随反常色散(图 5(c)(d))。因此,我们可以选择合适的耦合光强,从而在实现增益抑制的同时实现探测光脉冲的超光速传输。



非相干泵浦场的泵浦率  $\gamma = 3$ 。实线表示探测光总的色散,虚线和虚点线表示两个共振  $R_1$  和  $R_2$  各自的色散。

图 5 探测光的色散随失谐的变化

The dashed and dash-dotted lines represent the contributions of  $R_1$  and  $R_2$ , respectively.

Fig. 5 The probe dispersion vs detuning with the incoherent pump rate  $\gamma = 3$ .

### 3 结论

针对 V 型系统中只存在 AT 分裂诱导的光减速现象,我们通过对探测光跃迁能级引入一束非相干泵浦场,使得光脉冲在完全的 AT 分裂效应下也可以实现超光速传输。此时探测光被放大,并且在共振中心附近的增益抑制区域内对应反常色散。通过开关这束非相干泵浦场,可以实现探测光脉冲从亚光速到超光速的切换。

## 参考文献:

- [1] LI Y-Q, XIAO M. Observation of Quantum Interference Between Dressed States in an Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev A*, 1995, **51**: 4959.
- [2] ABI-SALLOUM T Y. Electromagnetically Induced Transparency and Autler-Townes Splitting: Two Similar But Distinct Phenomena in two Categories of Three-level Atomic Systems [J]. *Phys Rev A*, 2010, **81**: 053836.
- [3] ANISIMOV P M, DOWLING J P, SANDERS B C. Objectively Discerning Autler-Townes Splitting from Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 2011, **107**: 163604.
- [4] XIAO M, LI Y-Q, Jin S-Z, *et al.* Measurement of Dispersive Properties of Electromagnetically Induced Transparency in Rubidium Atoms [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **74**: 666-669.
- [5] SCHMIDT O, WYNANDS R, HUSSEIN Z, *et al.* Steep Dispersion and Group Velocity Below  $c/3000$  in Coherent Population Trapping [J]. *Phys Rev A*, 1996, **53**: R27-R30.
- [6] KASAPI A, JAIN M, YIN G Y, *et al.* Electromagnetically Induced Transparency: Propagation Dynamic [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **74**: 2447-2450.
- [7] HAU L V, HARRIS S E, DUTTON Z, *et al.* Light Speed Reduction to 17 Meters per Second in an Ultracold Atomic Gas [J]. *Nature*, 1999, **397**: 594-598.
- [8] KIM K, MOON H S, LEE C, *et al.* Observation of Arbitrary Group Velocities of Light from Superluminal to Subluminal on a Single Atomic Transition Line [J]. *Phys Rev A*, 2003, **68**: 013810.
- [9] KANG H, HERMANDEZ G, ZHU Y. Superluminal and Slow Light Propagation in Cold Atoms [J]. *Phys Rev A*, 2004, **70**: 011801(R).
- [10] STEINBERG A M, CHIAO R Y. Dispersionless, Highly Superluminal Propagation in a Medium with a Gain Doublet [J]. *Phys Rev A*, 1994, **49**: 2071-2075.
- [11] WANG L J, KUZMICH A, DOGARLU A. Gain-assisted Superluminal Light Propagation [J]. *Nature*, 2000, **406**: 277.

## Manipulation of the Probe Absorption and Dispersion Using an Incoherent Pump Field

LI Zhong-hua, DOU Ya-fang, LI Yuan, ZHANG Jun-xiang

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

**Abstract:** The absorption and dispersion properties of a V-type three-level system are theoretically studied. The lossless subluminal and superluminal propagation of probe, which correspond to the suppression of absorption and amplification can be realized under the condition of AT splitting when another incoherent pump field is used.

**Key words:** electromagnetically induced transparency; AT splitting; normal dispersion; anomalous dispersion