

# Pr<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>掺杂波导中的电磁诱导透明现象

关佳<sup>1</sup>, 朱成杰<sup>2\*</sup><sup>1</sup>同济大学物理科学与工程学院, 上海 200092;<sup>2</sup>苏州大学物理科学与技术学院, 江苏 苏州 215006

**摘要** 从理论上研究了 Pr<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> 掺杂光子晶体在自由空间以及三明治波导受限系统中的电磁诱导透明(EIT)现象, 揭示了囚禁效应对 EIT 现象的影响。首先, 利用光与物质相互作用的半经典理论, 详细分析了掺杂光子晶体中非均匀展宽对 EIT 现象的影响, 并解析得到产生 EIT 的条件。通过与实验结果对比, 验证了该理论的正确性。其次, 进一步考虑 Pr<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> 掺杂三明治光子晶体波导系统中的 EIT 现象, 并分析了电场局域囚禁效应对 EIT 的影响, 解析得到三明治波导系统中 EIT 的实现条件。

**关键词** 物理光学; 量子干涉; 电磁诱导透明; 三明治波导; 稀土金属

中图分类号 O415

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2126009

## Electromagnetically Induced Transparency in Pr<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> Doped Waveguides

Guan Jia<sup>1</sup>, Zhu Chengjie<sup>2\*</sup><sup>1</sup>School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China;<sup>2</sup>School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, Jiangsu, China

**Abstract** In this study, the electromagnetically induced transparency (EIT) of Pr<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> doped photonic crystals in free space and confined systems of sandwich waveguides is theoretically investigated, and the influence of the confinement effect on EIT is revealed. Specifically, the influence of inhomogeneous broadening on the EIT of doped photonic crystals is thoroughly examined according to the semi-classical theory of light-matter interaction, and the conditions for the generation of EIT are obtained analytically. The validity of the theory is confirmed by comparison with experimental results. In addition, the EIT in a Pr<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> doped photonic crystal sandwich waveguide system is further explored. The influence of the local electric field confinement effect on EIT is analyzed, and the conditions for the achievement of EIT in such a sandwich waveguide system are obtained in an analytical manner.

**Key words** physical optics; quantum interference; electromagnetically induced transparency; sandwich waveguide; rare earth metal

## 1 引言

电磁诱导透明(EIT)是指通过外加激光场制备介质的相干量子态, 诱导不同的跃迁路径发生量子相消干涉, 从而增强介质的非线性效应, 有效抑制介质对光的吸收, 并实现光的群速度减慢<sup>[1-2]</sup>。EIT 具有独特的光学性质, 在弱光非线性光学器件、光存储与读取、全光量子计算、精密激光光谱等领域有较高的应用价值, 并受到广泛的关注<sup>[3-5]</sup>。随着科学技术的进步, 光学器件的研发逐渐向集成化、微型化、高灵敏度和低功耗的

方向发展, 因此, 关于 EIT 的研究介质也从原子、分子气体<sup>[6-9]</sup>, 发展到金刚石氮空位(NV)色心<sup>[10-11]</sup>、半导体量子阱<sup>[12-13]</sup>、量子点<sup>[14]</sup>、掺杂稀土离子晶体<sup>[15-17]</sup>以及超材料<sup>[18-22]</sup>等。与气体介质相比, 固体介质具有原子密度高、结构紧凑、没有原子扩散等优势, 更易制成实用性器件<sup>[23]</sup>。

掺杂稀土离子的晶体材料(Pr<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>、Er<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>等)由于具有能级结构丰富、窄线宽、低退相干率等优势, 是实验上实现 EIT 的常用固体材料<sup>[16, 24-27]</sup>, 并在慢光<sup>[28-29]</sup>、光存储<sup>[30-31]</sup>、光开关<sup>[32]</sup>、量子计算<sup>[33-34]</sup>等

收稿日期: 2022-05-20; 修回日期: 2022-06-28; 录用日期: 2022-07-04

基金项目: 国家自然科学基金(61975154)

通信作者: \*cjzhu@suda.edu.cn

领域取得了众多的研究成果。然而,自由空间中固体材料受晶场影响,量子退相干效应显著,使得量子干涉效应和非线性效应难以满足单光子水平上的量子态操纵,同时也不利于光学器件的微型化发展。研究发现,光与原子相互作用以及 EIT 效应对于空间尺寸变化极为敏感<sup>[35]</sup>。在受限系统中,光场被局域,导致其有效模体积锐减,光场的有效强度显著增大,从而使光与原子相互作用的各种线性和非线性响应增强<sup>[36-37]</sup>。目前,研究较多的受限系统包括微型波导、微型腔以及微型光纤等,其中光子晶体波导是由折射率不同的材料构成的周期性排列的微纳结构,具有优异的光学特性,不仅可以实现超慢光,而且可以增强光与物质的相互作用,提高调制速率<sup>[38-39]</sup>。

本文利用光与物质相互作用的半经典理论研究了自由空间中  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  掺杂光子晶体的 EIT 现象,获得  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  掺杂晶体 EIT 的产生条件,并与实验结果对比验证了该理论的正确性。此外,设计了掺杂三明治波导系统,将  $\text{Pr}^{3+}$  离子掺杂到由  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  构成的一维三明治波导中,研究了电场局域囚禁效应对 EIT 的影响,发现相比自由系统,受限系统中 EIT 的透明窗口加宽,吸收峰高度降低,表明囚禁效应可以有效抑制探测光的吸收,并增强系统的量子干涉效应。所设计的掺杂三明治波导系统有望在少光子甚至单光子水平下依然具有可观的线性和非线性响应,这对于高灵敏度集成化的光学器件研发以及量子计算等领域具有重要的意义。

## 2 $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中的 EIT 现象

掺杂在  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体的  $\text{Pr}^{3+}$  离子的能级结构如图 1 所示,一束弱探测光(半拉比频率为  $\Omega_p$ )和另一束强控制光(半拉比频率为  $\Omega_c$ )分别耦合基态  $^3\text{H}_4$  和激发态  $^1\text{D}_2$  之间的超精细能级。值得一提的是:对自由离子来说,这种跃迁是禁止的;但由于晶体的特殊性,这些跃迁通道在晶体中是允许的。实验结果表明,基态和激发态的超精细分裂间隔约为 10 MHz<sup>[25]</sup>,且均由 3 个简并的超精细能级组成,每个超精细能级由自旋磁量子数  $m_l$  表征。由于晶体中存在低对称性的晶格场,各个超精细能级之间的光学跃迁都是允许的,即存在  $\Delta m_l \neq 0$  的光学跃迁通道。为了研究 EIT 现象,将该六能级系统简化为一个三能级  $\Lambda$  型系统,其中包括基态  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  以及激发态  $|3\rangle$ (详细的能级结构如图 1 所示)。在该三能级系统中,频率为  $\omega_p$  的弱探测光耦合能级  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  跃迁,频率为  $\omega_c$  的强控制光耦合能级  $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  跃迁。本文选择的探测光波长  $\lambda_p = 605.98 \text{ nm}$ (中心频率  $\omega_{pc} = 4.9 \times 10^{14} \text{ Hz}$ ),控制光的波长为  $\lambda_c = 607.93 \text{ nm}$ (中心频率  $\omega_{cc} = 4.5 \times 10^{14} \text{ Hz}$ )<sup>[15, 40]</sup>。

在图 1 所示的  $\Lambda$  型系统中,电磁场强度  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{l=p,c} \mathcal{E}_l(x, y, t) \mathbf{e}_l \exp[i(k_l z - \omega t)] + \text{c.c.}$ , 其中,  $\mathbf{r}$  表示空间场点的位矢,  $t$  表示时间, c.c. 表示复共轭,  $i$  为虚数单位,  $\mathcal{E}_p$  和  $\mathcal{E}_c$  分别表示探测光和控制光的包络函数,  $\mathbf{e}_p$  和  $\mathbf{e}_c$  分别表示探测光和控制光偏振方向的单位矢

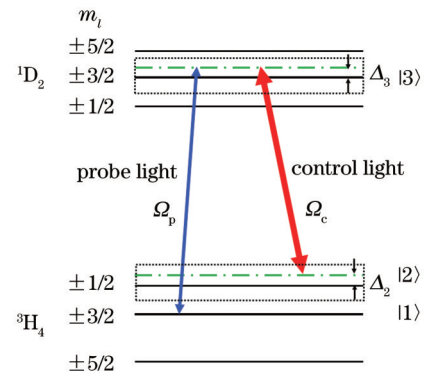


图 1 掺  $\text{Pr}^{3+}$  离子的  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体的超精细能级结构

Fig. 1 Hyperfine energy level structure of  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  crystal doped with  $\text{Pr}^{3+}$  ions

量,  $k_l$  为两光波数。系统的哈密顿量满足  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'$ , 其中  $\hat{H}_0$  表示系统的自由哈密顿量,  $\hat{H}'$  表示离子与光场之间的相互作用哈密顿量。在薛定谔绘景下,系统的态矢量可以写成  $|\Psi(t)\rangle = \sum_{j=1}^3 c_j(x, y, z, t) |j\rangle$ , 其中  $|j\rangle$  是哈密顿量  $\hat{H}_0$  的特征向量。在旋转波近似下,系统哈密顿量可以写成

$$H = \sum_{j=1}^3 \hbar \omega_j |j\rangle \langle j| - \hbar \left[ \Omega_p(z, \omega_p) \exp(i\theta_p) |3\rangle \langle 1| + \Omega_c(z, \omega_c) \exp(i\theta_c) |3\rangle \langle 2| + \text{c.c.} \right], \quad (1)$$

式中:  $\hbar \omega_j$  表示能级  $|j\rangle$  的能量,  $\hbar$  为约化普朗克常数;  $\Omega_p = \mathbf{e}_p \cdot \mathbf{p}_{31} \mathcal{E}_p / (2\hbar)$  [ $\Omega_c = \mathbf{e}_c \cdot \mathbf{p}_{32} \mathcal{E}_c / (2\hbar)$ ] 表示探测光(控制光)的半拉比频率,  $\mathbf{p}_{ij}$  是能级  $|j\rangle$  和能级  $|i\rangle$  之间的电偶极矩阵元 ( $i, j = 1, 2, 3$ ); 光场的传播相位  $\theta_l = k_l y - \omega_l t$  ( $l = p, c$ )。

根据光与物质相互作用的一般理论,系统的演化可以通过布洛赫方程来描述,即

$$\begin{cases} i\dot{\sigma}_{11} + i\Gamma_{21}\sigma_{11} - i\Gamma_{13}\sigma_{33} - i\Gamma_{12}\sigma_{22} + \Omega_p^* \sigma_{31} - \Omega_p \sigma_{31}^* = 0 \\ i\dot{\sigma}_{22} + i\Gamma_{12}\sigma_{22} - i\Gamma_{23}\sigma_{33} - i\Gamma_{21}\sigma_{11} + \Omega_c^* \sigma_{32} - \Omega_c \sigma_{32}^* = 0 \\ i\dot{\sigma}_{33} + \Gamma_{33}\sigma_{33} - \Omega_p^* \sigma_{31} + \Omega_p \sigma_{31}^* - \Omega_c^* \sigma_{32} + \Omega_c \sigma_{32}^* = 0 \\ i\dot{\sigma}_{21} + d_{21}\sigma_{21} - \Omega_p \sigma_{32}^* + \Omega_c^* \sigma_{31} = 0 \\ i\dot{\sigma}_{31} + d_{31}\sigma_{31} - \Omega_p(\sigma_{33} - \sigma_{11}) + \Omega_c \sigma_{21} = 0 \\ i\dot{\sigma}_{32} + d_{32}\sigma_{32} - \Omega_c(\sigma_{33} - \sigma_{22}) + \Omega_p \sigma_{21}^* = 0 \end{cases}, \quad (2)$$

定义  $d_{ij} = (\Delta_i - \Delta_j) - (\delta_i - \delta_j) + i\gamma_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$  且  $\Delta_1 = \delta_1 = 0$ ),  $\gamma_{ij} = \frac{1}{2}(\Gamma_i + \Gamma_j) + \gamma_{ij}^{\text{col}}$ , 其中:  $\Gamma_i = \sum_{E_j < E_i} \Gamma_{ji}$  表示能级  $|i\rangle$  的总辐射率,  $E_i$  表示能级  $|i\rangle$  的能量;  $\Gamma_{ji}$  表示从能级  $|i\rangle$  到能级  $|j\rangle$  的自发辐射率;  $\gamma_{ij}$  表示能级  $|j\rangle$  到能级  $|i\rangle$  的弛豫速率;  $\gamma_{ij}^{\text{col}}$  表示由碰撞效应导致的退相率;  $\Delta_2$  为由探测光与控制光构成的双光子失谐,  $\Delta_3$  为探测光的单光子失谐;  $\delta_2$  和  $\delta_3$  分别为  $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  以及  $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$  的原子频率与非均匀展宽中心的偏移

量<sup>[25, 41]</sup>。在该系统中,密度矩阵元满足 $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}^*$ ,且 $\sum_{j=1}^3 \sigma_{jj} = 1$ 。因此,利用关系式 $\sigma_{33} = 1 - \sigma_{11} - \sigma_{22}$ 可以略去式(2)中的 $i\dot{\sigma}_{33} + \Gamma_3\sigma_{33} - \Omega_p^*\sigma_{31} + \Omega_p\sigma_{31}^* - \Omega_c^*\sigma_{32} + \Omega_c\sigma_{32}^* = 0$ 。

在半经典理论框架下,电磁波的传播特性可由电磁场强度 $E$ 的Maxwell方程来描述,即

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_{\text{tot}}}{\partial t^2}, \quad (3)$$

式中: $c$ 为光速; $\epsilon_0$ 为真空介电常数;总极化强度矢量 $P_{\text{tot}} = P_{\text{host}} + P_{\text{nl}}$ ,  $P_{\text{host}} = \epsilon_0 \chi_{\text{host}} E$  和  $P_{\text{nl}} = \mathcal{N}_a \int \mathcal{F}(\delta_2) d\delta_2 \int \mathcal{F}(\delta_3) d\delta_3 [p_{31}\sigma_{13} \exp(i\theta_p) + p_{32}\sigma_{23} \times \exp(i\theta_c) + \text{c. c.}]$ ,  $\mathcal{N}_a$ 为 $\text{Pr}^{3+}$ 离子的掺杂密度, $\mathcal{F}(\delta_2)$ 和 $\mathcal{F}(\delta_3)$ 是非均匀展宽的分布函数。光子晶体折射率 $n = \sqrt{1 + \chi_{\text{host}}}$ ,  $\chi_{\text{host}}$ 为电极化率。

假设探测场在 $x$ 方向和 $y$ 方向上均匀分布。在慢变包络近似(SVEA)下,探测光的演化满足

$$i \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_p + \kappa_{13} \tilde{\sigma}_{31} = 0, \quad (4)$$

式中: $\tilde{\sigma}_{31} = \sigma_{31} \int \mathcal{F}(\delta_2) d\delta_2 \int \mathcal{F}(\delta_3) d\delta_3$ ;  $\kappa_{13} = \mathcal{N}_a \omega_p |p_{13}|^2 / (2\epsilon_0 c \hbar n)$ 为探测光的传播系数。众所周知,离子能级的自然线宽和固体系统中的非均匀展宽在数量级上相差巨大。简单起见,数学上用洛伦兹分布函数来模拟系统中的非均匀展宽现象,即

$\mathcal{F}(\delta_{2(3)}) = W_{21(31)} / [\pi(\delta_{2(3)}^2 + W_{21(31)}^2)]$ , 其中 $2W_{21}$ 和 $2W_{31}$ 分别为超精细基态和激发态能级非均匀展宽的半峰全宽,物理上满足 $W_{31} \gg W_{21}$ 和 $W_{31} \gg \gamma_{31}$ 。由于控制场强度远大于探测场,因此将控制光强度看作是一个常数。式(2)和式(4)为固体掺杂稀土离子光学性质的研究提供了理论依据。

在EIT情况下,系统处于弱激发状态,即存在稳态解。在没有探测场的情况下,系统的稳态解为( $\sigma_{11} = 1 - \sigma_{22} - \sigma_{33}$ )

$$\begin{cases} \sigma_{11}^{(0)} = [\Gamma_3 \Gamma_{12} |d_{32}|^2 + 2|\Omega_c|^2 \gamma_{32} (\Gamma_{13} + \Gamma_{12})] / D_0 \\ \sigma_{22}^{(0)} = (\Gamma_3 \Gamma_{12} |d_{32}|^2 + 2|\Omega_c|^2 \gamma_{32} \Gamma_{21}) / D_0 \\ \sigma_{11}^{(0)} + \sigma_{22}^{(0)} + \sigma_{33}^{(0)} = 1 \end{cases}, \quad (5)$$

且 $\sigma_{32}^{(0)} = \Omega_c (1 - 2\sigma_{22}^{(0)} - \sigma_{11}^{(0)}) / d_{32}$ 。其中 $D_0 = \Gamma_3 (\Gamma_{21} + \Gamma_{12}) |d_{32}|^2 + 2\gamma_{32} (\Gamma_{13} + \Gamma_{12} + 2\Gamma_{21}) |\Omega_c|^2$ 。显然,当 $\alpha \gg 1 \gg \beta$  [其中 $\alpha = \gamma_{32} |\Omega_c|^2 / (2\Gamma_{21} W_{31}^2)$ 且 $\beta = W_{21} / W_{31}$ ]时,粒子布居在基态 $|1\rangle$ 上,具有较好的相干性。

下面讨论系统的线性响应。首先,对式(2)和式(4)线性化,取式(5)为初始条件,并假设 $\Omega_p$ 和 $\sigma_{j1}$  ( $j = 2, 3$ )均正比于 $\exp[iK(\omega)z - \omega t]$ ,系统的线性色散关系 $K(\omega)$ 为

$$K(\omega) = \frac{\omega n}{c} + \kappa_{13} \frac{\tilde{\sigma}_{31}}{\Omega_p}, \quad (6)$$

$$\frac{\tilde{\sigma}_{31}}{\Omega_p} = \int \mathcal{F}(\delta_2) d\delta_2 \int \mathcal{F}(\delta_3) d\delta_3 \frac{(\omega + d_{21}) [\Gamma_3 \Gamma_{12} |d_{32}|^2 + 2|\Omega_c|^2 \gamma_{32} \Gamma_{13}] - |\Omega_c|^2 \Gamma_3 \Gamma_{21} d_{32}}{D_0 [|\Omega_c|^2 - (\omega + d_{21})(\omega + d_{31})]}. \quad (7)$$

为了更好地展示探测场的线性色散关系,取 $\omega = 0$ ,可以得到探测光的吸收系数

$$\text{Im}(K) \approx \left\langle \frac{\kappa_{13} W_{21}}{|\Omega_c|^2} \times \frac{\alpha - 1}{\alpha + \beta_1} \right\rangle, \quad (8)$$

式中: $\beta_1 = \gamma_{32} W_{21} / (\Gamma_{21} W_{31})$ 。由式(8)可知,当 $|\Omega_c|^2 \gg W_{21} W_{31}$ ,由于存在量子干涉,吸收谱出现双峰。依据文献[42],EIT的判据可以从两方面考虑:1)由量子干涉效应引起,无粒子数反转;2)控制光导致的能级劈裂。因此,系统发生EIT的判据为

$$\alpha \gg 1 \& |\Omega_c|^2 \gg W_{21} W_{31}, \quad (9)$$

式中: $\alpha = \gamma_{32} |\Omega_c|^2 / (2\Gamma_{21} W_{31}^2) \gg 1$ ,可改写为 $\gamma_{32} |\Omega_c|^2 / W_{31}^2 \gg 2\Gamma_{21}$ ,即由强控制光导致的泵浦率远远大于能级 $|2\rangle$ 到 $|1\rangle$ 的衰减率,控制光的回泵与入射的探测光形成量子干涉,从而出现很强的EIT现象。此时,EIT的线宽 $\Gamma_{\text{EIT}}$ 可以通过求解 $\text{Im}(K)$ 在 $\omega \approx \pm \Omega_c$ 处的最大值 $\text{Im}(K)_{\text{max}} \approx \kappa_{13} / W_{31}$ 和透明窗口中心频率处的最小值 $\text{Im}(K)_{\text{min}} \approx 0$  ( $\omega = 0$ )获得,即通过求解 $\text{Im}[K(\omega)] = [\text{Im}(K)_{\text{max}} + \text{Im}(K)_{\text{min}}] / 2$ 且

$\omega = \Gamma_{\text{EIT}} / 2$ ,可得EIT的线宽 $\Gamma_{\text{EIT}}$ ,化简后可近似表示为

$$\Gamma_{\text{EIT}} = 2|\Omega_c|^2 / W_{31}. \quad (10)$$

对于强度较弱的控制场,透明窗口较为狭窄。类似地,可以得到吸收峰的半峰全宽为

$$\Gamma_{\text{peak}} = W_{31}. \quad (11)$$

为了验证上述理论的正确性,将参考文献[15]中给出的实验观测结果与本文的理论计算结果进行对比。实验中使用掺杂浓度(原子数分数)为0.05%、厚度为3 mm的 $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体。为了降低晶体的声子对离子能级的影响(主要会影响能级之间的相干时间),并抑制吸收谱的非均匀展宽,需要将晶体置于低温(5 K)环境。在此温度下,声子的影响可以被忽略。在理论计算部分,本文使用连续光,故不考虑激光的线宽(实验上可以取方波脉冲,脉冲宽度约为10  $\mu\text{s}$ )。同时,为了能够得到晶体中EIT的形成条件,忽略了晶场分裂等因素。图2所示为理论求解所得的吸收系数 $\text{Im}(K)$ 随探测光频率的变化图像,并与参考文献[15]给出的实验观测结果进行比较。显然,理论结果与实

验观测结果基本一致。此外,由于EIT效应,探测光吸收谱的中心位置出现一个急剧下降的凹陷,即出现EIT透明窗口。根据式(10)和式(11),容易得到EIT透明窗口的线宽 $\Gamma_{\text{EIT}}$ 为0.4 GHz,吸收峰的半峰全宽 $\Gamma_{\text{peak}}$ 约为0.6 GHz。在数值模拟中, $|2\rangle$ 能级和 $|3\rangle$ 能级的 $\Gamma_2$ 和 $\Gamma_3$ 均为12.23 GHz。弛豫速率 $\gamma$ 以及各能级的碰撞退相率 $\gamma_{ij}^{\text{col}}$ 分别为3 MHz和5 MHz,非均匀展宽为1.2 GHz,其他参数以及光路设置均与参考文献[15]相同。

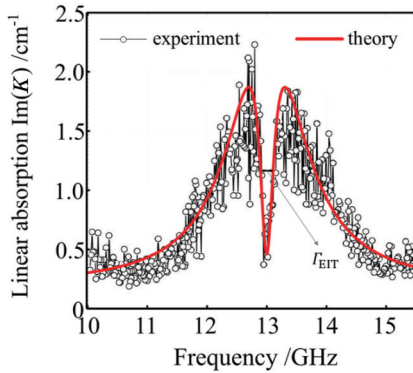


图2 吸收系数 $\text{Im}(K)$ 随探测光频率的变化关系,其中实验数据来自文献[15]

Fig. 2 Linear absorption  $\text{Im}(K)$  as a function of frequency of probe light, and the experimental data coming from Ref. [15]

### 3 $\text{Pr}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体三明治波导中的EIT效应

将 $\text{Pr}^{3+}$ 离子掺杂到由 $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体构成的三明治波导中,模型如图3(a)所示。该三层波导系统包含两部分,分别是作为芯层( $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ )的中心区域,以及作为外包层( $\text{SiO}_2$ )的外部区域。芯层 $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 中掺有稀土金属离子 $\text{Pr}^{3+}$ (实心圆点),芯层折射率为 $n_0$ ,厚度为 $2L$ , $\text{Pr}^{3+}$ 离子的超精细结构见图3(b)。 $\text{SiO}_2$ 包层的厚度远大于中心层的厚度 $2L$ ,因此可认为包层的厚度是无限大的,包层折射率为 $n_1$ ,且 $n_0 > n_1$ 。所设计三明治波导模型的系统参数为: $\text{SiO}_2$ 材料的折射率 $n_1 = 1.4584$ ,掺杂 $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体折射率 $n_0 = 1.806$ ,芯层的半厚度为

$L = 100 \text{ nm}$ 。

假设入射光场为 $x$ 方向偏振的TE模式,沿 $y$ 方向传播,因此入射光的电场强度可以表示为

$$E(r, t) = \mathcal{E}(x, y, t) \sqrt{\frac{V_0}{V_{\text{eff}}}} E(z) \exp[i(ky - \omega t)] e_x + \text{c. c.}, \quad (12)$$

式中: $E(z)$ 表示芯层中的TE波导模; $\mathcal{E}(x, y, t)$ 为自由空间中光场的包络函数;波数 $k = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda$ , $n_{\text{eff}}$ 为波导的有效折射率。引入参数 $V_0/V_{\text{eff}}$ 表示可忽略波导约束效应的参考体积与有效模体积之比,其中有效模体积 $V_{\text{eff}}$ 的定义为

$$V_{\text{eff}} = \frac{\left( \int |E(z)|^2 dV \right)^2}{\int |E(z)|^4 dV}. \quad (13)$$

与自由空间相同,受限掺杂系统中 $\text{Pr}^{3+}$ 离子的能级结构如图3(b)所示。探测光和控制光驱动耦合超精细基态 $^3\text{H}_4$ 和激发态 $^1\text{D}_2$ 之间的光学跃迁。不同的是,波导中的电场强度矢量可以写成 $E(r, t) = \sum_{l=p,c} \mathcal{E}_l(x, y, t) e_{p,c} \zeta_l(z, \omega_l) \exp[i(k_l y - \omega_l t)] + \text{c. c.}$ ,

其中 $\mathcal{E}_p$ 和 $\mathcal{E}_c$ 分别为探测光和控制光脉冲的包络方程, $e_p$ 和 $e_c$ 分别为探测光和控制光沿偏振方向的单位矢量。特别地,定义参数 $\zeta_l(z, \omega_l) = \sqrt{V_0/V_{\text{eff}}} E(z, \omega_l)$ 来表征波导系统的约束效应。在该系统中,假设只允许激发一个模式,且考虑到 $\omega_p \approx \omega_c$ ,则探测场和控制场的模态满足 $E(z, \omega_p) \approx E(z, \omega_c) \equiv E(z)$ ,可表示为

$$\begin{cases} z < -L: E(z) = \sin \Phi \exp\left[\frac{V}{2}\left(1 + \frac{z}{L}\right) \cos \Phi\right] \\ |z| < L: E(z) = \cos\left(\frac{Vz}{2L} \sin \Phi\right) \\ z > L: E(z) = \sin \Phi \exp\left[\frac{V}{2}\left(1 - \frac{z}{L}\right) \cos \Phi\right] \end{cases}, \quad (14)$$

式中: $V = 4\pi L \sqrt{n_0^2 - n_1^2}/\lambda_p$ , $\lambda_p$ 为探测光的波长; $\Phi$ 满足 $V \sin \Phi = \pi - 2\Phi$ 。在相互作用表象下,系统的哈密顿量可以写为

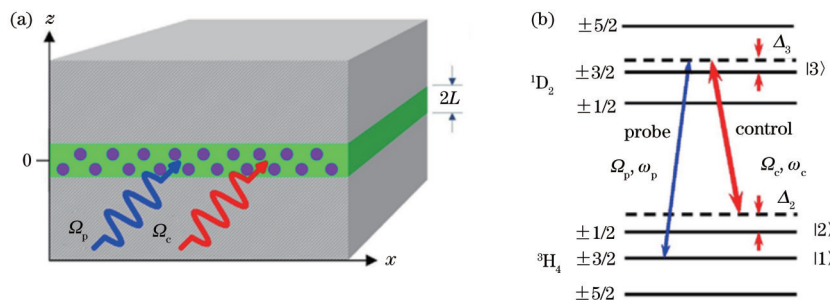


图3  $\text{Pr}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体三明治波导的结构和能级示意图。(a)三明治波导系统结构示意图;(b)  $\text{Pr}^{3+}$ 离子的超精细结构示意图

Fig. 3 Structure and energy level diagrams of  $\text{Pr}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$  crystal sandwich waveguide. (a) Schematic of sandwich waveguide structure; (b) hyperfine energy level structure of  $\text{Pr}^{3+}$

$$H = \sum_{j=1}^3 \hbar \omega_j |j\rangle \langle j| - \hbar \left[ \Omega_p \zeta_p(z, \omega_p) \exp(i\theta_p) |3\rangle \langle 1| + \Omega_c \zeta_c(z, \omega_c) \exp(i\theta_c) |3\rangle \langle 2| + \text{c. c.} \right]. \quad (15)$$

因此,系统演化的 Bloch 方程为

$$\begin{cases} i\dot{\sigma}_{11} + i\Gamma_{21}\sigma_{11} - i\Gamma_{13}\sigma_{33} - i\Gamma_{12}\sigma_{22} + \Omega_p^* \zeta_p^* \sigma_{31} - \Omega_p \zeta_p \sigma_{31}^* = 0 \\ i\dot{\sigma}_{22} + i\Gamma_{12}\sigma_{22} - i\Gamma_{23}\sigma_{33} - i\Gamma_{21}\sigma_{11} + \Omega_c^* \zeta_c^* \sigma_{32} - \Omega_c \zeta_c \sigma_{32}^* = 0 \\ i\dot{\sigma}_{33} + \Gamma_3\sigma_{33} - \Omega_p^* \zeta_p^* \sigma_{31} + \Omega_p \zeta_p \sigma_{31}^* - \Omega_c^* \zeta_c^* \sigma_{32} + \Omega_c \zeta_c \sigma_{32}^* = 0 \\ i\dot{\sigma}_{21} + d_{21}\sigma_{21} - \Omega_p \zeta_p \sigma_{32}^* + \Omega_c^* \zeta_c^* \sigma_{31} = 0 \\ i\dot{\sigma}_{31} + d_{31}\sigma_{31} - \Omega_p \zeta_p (\sigma_{33} - \sigma_{11}) + \Omega_c \zeta_c \sigma_{21} = 0 \\ i\dot{\sigma}_{32} + d_{32}\sigma_{32} - \Omega_c \zeta_c (\sigma_{33} - \sigma_{22}) + \Omega_p \zeta_p \sigma_{21}^* = 0 \end{cases}. \quad (16)$$

利用慢变包络近似,且考虑电场在  $x$  方向上的囚禁效应,探测光的 Maxwell 方程可表示为

$$i \left[ \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\langle n^2(z) \rangle}{n_{\text{eff}} c} \frac{\partial}{\partial t} \right] \Omega_p + \frac{c}{2\omega_p n_{\text{eff}}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Omega_p + \langle \kappa_{13} \tilde{\sigma}_{31} \rangle = 0, \quad (17)$$

式中:  $\langle n^2(z) \rangle = \int |E(z)|^2 dz$ ;  $\tilde{\sigma}_{31} = \int \mathcal{F}(\delta_2) d\delta_2 \times \int \mathcal{F}(\delta_3) d\delta_3 \sigma_{31} / \zeta_p$ ;  $\kappa_{13} = N_a \omega_p |p_{13}|^2 / (2\epsilon_0 c \hbar n_{\text{eff}})$  为探测光的传播系数。同样地,假设控制场强度远大于探测

场,因此可将控制光强度看作一个常数。

式(16)和式(17)为受限掺杂固体系统光学性质的研究提供了理论方法。在弱激发状态下,忽略探测光后的系统稳态解为

$$\begin{cases} \sigma_{11}^{(0)} = \left[ \Gamma_3 \Gamma_{12} |d_{32}|^2 + 2|\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2 \gamma_{32} (\Gamma_{13} + \Gamma_{12}) \right] / D_0 \\ \sigma_{22}^{(0)} = \left( \Gamma_3 \Gamma_{12} |d_{32}|^2 + 2|\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2 \gamma_{32} \Gamma_{21} \right) / D_0 \\ \sigma_{11}^{(0)} + \sigma_{22}^{(0)} + \sigma_{33}^{(0)} = 1 \end{cases}, \quad (18)$$

且  $\sigma_{32}^{(0)} = \Omega_c \zeta_c (1 - 2\sigma_{22}^{(0)} - \sigma_{11}^{(0)}) / d_{32}$ , 其中  $D_0 = \Gamma_3 (\Gamma_{21} + \Gamma_{12}) |d_{32}|^2 + 2\gamma_{32} (\Gamma_{13} + \Gamma_{12} + 2\Gamma_{21}) |\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2$ 。类似地,如果满足  $\alpha \gg 1 \gg \beta$ , 则系统初态主要布居在  $|1\rangle$  态上,此时  $\alpha = \gamma_{32} |\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2 / (2\Gamma_{21} W_{31}^2)$ ,  $\beta = W_{21} / W_{31}$ 。由于探测场非常弱,其影响可以认为是对初态的扰动。

接下来,讨论波导的囚禁效应对探测光线性色散的影响。对式(16)和式(17)线性化,且取式(18)为初始条件。假设  $\Omega_p$  和  $\sigma_{j1}$  ( $j=2,3$ ) 均正比于  $\exp[iK(\omega)y - \omega t]$ , 容易得到系统的线性色散关系:

$$K(\omega) = \frac{\omega \langle n^2(z) \rangle}{cn_{\text{eff}}} + \left\langle \kappa_{13} \frac{\tilde{\sigma}_{31}}{\Omega_p} \right\rangle, \quad (19)$$

$$\frac{\tilde{\sigma}_{31}}{\Omega_p} = \int \mathcal{F}(\delta_2) d\delta_2 \int \mathcal{F}(\delta_3) d\delta_3 \frac{(\omega + d_{21}) \left( \Gamma_3 \Gamma_{12} |d_{32}|^2 + 2|\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2 \gamma_{32} \Gamma_{13} \right) - |\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2 \Gamma_3 \Gamma_{21} d_{32}}{D_0 \left[ |\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2 - (\omega + d_{21})(\omega + d_{31}) \right]}. \quad (20)$$

式(20)可由留数定理求解,计算过程和结果见附录[特别说明,本文只给出式(20)的求解过程,式(7)的求解需将附录部分中的  $\zeta_c$  取 1 获得]。从式(19)和式(20)可见,线性色散关系都与表征囚禁效应的参数  $\zeta_c$  密切相关,由此可进一步分析掺杂  $\text{Pr}^{3+}$  离子三明治波导中的 EIT 效应。

为了分析线性色散关系的特征,首先计算中心频率 ( $\omega = 0$ ) 处探测光的吸收系数,其表达式为

$$\text{Im}(K) \simeq \left\langle \frac{\kappa_{13} W_{21}}{|\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2} \times \frac{\alpha - 1}{\alpha + \beta_1} \right\rangle, \quad (21)$$

式中:  $\beta_1 = \gamma_{32} W_{21} / (\Gamma_{21} W_{31})$ 。由式(21)可知,在受限的 EIT 系统中,量子干涉的条件变成  $|\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2 \gg W_{21} W_{31}$ , 即在受限系统中囚禁因子可以等效增强控制光的拉比频率,从而出现更强的 EIT 现象。因此,受限系统发生 EIT 现象的判据为

$$\alpha \gg 1 \ \& \ |\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2 \gg W_{21} W_{31}. \quad (22)$$

同样地,定义 EIT 的线宽(透明窗口宽度)  $\Gamma_{\text{EIT}}$  以及吸收峰的半峰全宽  $\Gamma_{\text{peak}}$  来表征 EIT 的特点。EIT 的线宽  $\Gamma_{\text{EIT}} = 2|\Omega_c|^2 |\zeta_c|^2 / W_{31}$ , 其中  $\zeta_c$  为增强因子。类似地,吸收峰的半峰全宽  $\Gamma_{\text{peak}} = W_{31}$ 。由上述分析可知,在受限系统中透明窗口宽度  $\Gamma_{\text{EIT}}$  相比自由空间变得更

宽。图 4 所示为自由空间中 EIT 效应和受限三明治波导系统中 EIT 效应的对比,所用参数与图 2 的一致。从图 4 可以看到:在探测光吸收谱线的中心频率处,两种系统均有一个最小值,即在量子干涉效应下出现 EIT 透明窗口;受限系统中的吸收最小值明显低于自由空间,而且透明窗口显著变宽,吸收峰高度明显减小。显然,该数值模拟结果和本文的理论分析结论一致,表明在受限系统中,囚禁效应可以有效抑制探测光

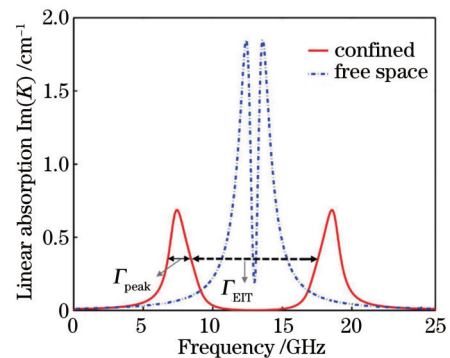


图 4 自由空间系统以及受限三明治波导系统中的线性吸收关系对比  
Fig. 4 Comparison of linear absorption relations in free-space system and confined sandwich waveguide system

的吸收并增强系统的量子干涉效应。

## 4 结 论

利用光与物质相互作用的半经典理论求解得出自由空间中  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  掺杂晶体 EIT 的产生条件, 通过将理论结果与实验结果进行对比, 验证了研究理论的正确性。在此基础上, 理论分析了  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  掺杂晶体三明治波导系统的 EIT 效应, 并研究了电场

局域囚禁效应对 EIT 的影响, 发现相比自由系统, 受限系统中 EIT 的透明窗口变宽, 吸收峰高度降低, 表明囚禁增强效应可以有效抑制探测光的吸收并增强系统的量子干涉效应。所设计的掺杂三明治波导系统有望在少光子甚至单光子水平下依然具有可观的增强的线性和非线性响应, 这对于高灵敏度、集成化的光学器件研发以及量子计算等领域具有重要的意义。

## 附录

式(20)是一个复变函数积分。先对  $\delta_3$  积分, 选择复平面下半平面进行围道积分, 它包含两个奇点:  $\delta_3^{(1)} = -iW_{31}$  且  $\delta_3^{(2)} = \delta_2 - i\gamma$ 。其中,

$$\gamma = \left[ \gamma_{32}^2 + \frac{2\gamma_{32}(\Gamma_{13} + 2\Gamma_{21} + \Gamma_{12})|\Omega_c|^2|\zeta_c|^2}{\Gamma_3(\Gamma_{12} + \Gamma_{21})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A1})$$

因此,  $\tilde{\sigma}_{31}/\Omega_p = \int \mathcal{F}(\delta_2) d\delta_2 (\mathcal{R}_1 + \mathcal{R}_2)$ , 其中  $\mathcal{R}_i (\mathcal{R}_1, \mathcal{R}_2)$  源于两级的贡献。为了简化计算, 可做以下假设: i)  $\Delta_2 = \Delta_3 = 0$ ; ii)  $\Gamma_{21} \ll \Gamma_{31}$ ; iii) 非均匀线宽  $W_{31}$  在 GHz 量级, 即  $W_{31} \gg \gamma_{ij}$ 。对于  $\delta_3^{(1)} = -iW_{31}$ , 可得

$$\left\{ \begin{aligned} \mathcal{R}_1 &= \frac{(\omega - \delta_2 + i\gamma_{21}) \left[ \Gamma_{12}(\delta_2 + iW_{31})^2 + \gamma_{32}(|\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 + \Gamma_{12}\gamma_{32}) \right] - |\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 \Gamma_{21}(\delta_2 + iW_{31})}{\left[ |\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 - (\omega - \delta_2 + i\gamma_{21})(\omega + iW_{31} + i\gamma_{31}) \right] (\Gamma_{12} + \Gamma_{21}) \left[ \gamma^2 + (\delta_2 + iW_{31})^2 \right]} \\ \mathcal{R}_2 &= W_{31} \frac{(\omega - \delta_2 + i\gamma_{21}) \left[ \gamma_{32}(|\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 + \Gamma_{12}\gamma_{32}) - \Gamma_{12}\gamma^2 \right] - i|\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 \Gamma_{21}(\gamma + \gamma_{32})}{\gamma(\Gamma_{12} + \Gamma_{21}) \left[ |\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 - (\omega - \delta_2 + i\gamma_{21})(\omega - \delta_2 + i\gamma + i\gamma_{31}) \right] \left[ (\delta_2 - i\gamma)^2 + W_{31}^2 \right]} \end{aligned} \right. \quad (\text{A2})$$

下面对  $\delta_2$  进行积分, 再次选择下半平面, 这是因为下半平面包含更少的奇点。

$\mathcal{R}_1$  项在下半平面包含以下奇点: 若  $W_{31} > \gamma$ ,  $\delta_2^{(1)} = -iW_{21}$ ,  $\delta_2^{(2)} = -i(\gamma + W_{31})$  以及  $\delta_2^{(3)} = -i(W_{31} - \gamma)$ , 会有 2 个或 3 个奇点, 奇点数量取决于  $\gamma$  的值。  $\mathcal{R}_2$  项在下半平面包含以下奇点: 若  $W_{31} > \gamma$ ,  $\delta_2^{(1)} = -iW_{21}$ ,  $\delta_2^{(2)} = -i(W_{31} - \gamma)$ , 在下半平面有 2 个或 1 个奇点。由于  $\delta_2 = -i(W_{31} - \gamma)$  奇点对  $\mathcal{R}_1$  和  $\mathcal{R}_2$  的贡献相互抵消, 所以只剩下 3 项—— $\mathcal{R}_{11}$ 、 $\mathcal{R}_{12}$ (源于  $\mathcal{R}_1$  的积分)、 $\mathcal{R}_{21}$ (源于  $\mathcal{R}_2$  的积分), 其中:

$$\left\{ \begin{aligned} \mathcal{R}_{11} &= \frac{(\omega + iW_{21}) \left( |\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 \gamma_{32} - \Gamma_{21}W_{31}^2 \right) - i|\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 \Gamma_{21}W_{31}}{2\Gamma_{21} \left[ |\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 - (\omega + iW_{21})(\omega + iW_{31}) \right] \left[ \gamma^2 - (W_{31} - W_{21})^2 \right]} \\ \mathcal{R}_{12} &= \frac{W_{21}}{W_{21}^2 - (\gamma + W_{31})^2} \times \frac{(\omega + iW_{31}) \left( |\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 \gamma_{32} - \Gamma_{21}\gamma^2 \right) + i|\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 \Gamma_{21}\gamma}{2\gamma\Gamma_{21} \left[ |\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 - (\omega + iW_{21})(\omega + iW_{21} + i\gamma) \right]} \\ \mathcal{R}_{21} &= \frac{W_{31}}{W_{31}^2 - (\gamma + W_{21})^2} \times \frac{(\omega + iW_{21}) \left( |\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 \gamma_{32} - \Gamma_{21}\gamma^2 \right) - i|\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 \Gamma_{21}\gamma}{2\gamma\Gamma_{21} \left[ |\Omega_c|^2|\zeta_c|^2 - (\omega + iW_{21})(\omega + iW_{21} + i\gamma) \right]} \end{aligned} \right. \quad (\text{A3})$$

最后得到的线性色散关系  $K(\omega)$  为

$$K(\omega) = \frac{\omega \langle n^2(z) \rangle}{cn_{\text{eff}}} + \langle \kappa_{13}(\mathcal{R}_{11} + \mathcal{R}_{12} + \mathcal{R}_{21}) \rangle \quad (\text{A4})$$

## 参 考 文 献

- [1] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. Reviews of Modern Physics, 2005, 77(2): 633-673.
- [2] Harris S E. Electromagnetically induced transparency[J]. Physics Today, 1997, 50(7): 36-42.
- [3] 杜英杰, 杨战营, 白晋涛. 电磁感应透明介质的高阶非线性特性[J]. 光学学报, 2014, 34(6): 0627001. Du Y J, Yang Z Y, Bai J T. High order nonlinear characteristics for electromagnetically induced transparency media[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(6): 0627001.
- [4] 吴嘉宝, 张示城, 胡依奇, 等. 弱控制场作用下腔内电磁诱导透明及其线宽研究[J]. 光学学报, 2018, 38(7):

- 0727002.
- Wu J B, Zhang S C, Hu Y Q, et al. Intracavity electromagnetically induced transparency and its linewidth under a weak control field[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(7): 0727002.
- [5] 梅书迪, 张欣怡, 辛国国, 等. 电磁诱导增强的五阶非线性效应[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(17): 1702001.
- Mei S D, Zhang X Y, Xin G G, et al. Fifth-order nonlinear effects by electromagnetic induced enhancement[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(17): 1702001.
- [6] Boller K, Imamolu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 1991, 66(20): 2593-2596.
- [7] Xiao M, Li Y Q, Jin S Z, et al. Measurement of dispersive properties of electromagnetically induced transparency in rubidium atoms[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 74(5): 666-669.
- [8] Qi J, Spano F C, Kirova T, et al. Measurement of transition dipole moments in lithium dimers using electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(17): 173003.
- [9] Lazoudis A, Kirova T, Ahmed E H, et al. Electromagnetically induced transparency in an open V-type molecular system[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(6): 063419.
- [10] Wei C J, Manson N B. Observation of the dynamic Stark effect on electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 1999, 60(3): 2540-2546.
- [11] Hemmer P R, Turukhin A V, Shahriar M S, et al. Raman-excited spin coherences in nitrogen-vacancy color centers in diamond[J]. *Optics Letters*, 2001, 26(6): 361-363.
- [12] Serapiglia G B, Paspalakis E, Sirtori C, et al. Laser-induced quantum coherence in a semiconductor quantum well[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(5): 1019-1022.
- [13] Phillips M, Wang H L. Spin coherence and electromagnetically induced transparency via exciton correlations[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(18): 186401.
- [14] Marcinkevičius S, Gushterov A, Reithmaier J P. Transient electromagnetically induced transparency in self-assembled quantum dots[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(4): 041113.
- [15] Beil F, Klein J, Nikoghosyan G, et al. Electromagnetically induced transparency and retrieval of light pulses in a  $\Lambda$ -type and a V-type level scheme in  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. *Journal of Physics B*, 2008, 41(7): 074001.
- [16] Ham B S, Hemmer P R, Shahriar M S. Efficient electromagnetically induced transparency in a rare-earth doped crystal[J]. *Optics Communications*, 1997, 144(4/5/6): 227-230.
- [17] 伏振兴, 刘碧蕊.  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  晶体中射频场耦合四能级系统的电磁感应吸收和透明[J]. *光学学报*, 2010, 30(12): 3615-3621.
- Fu Z X, Liu B R. Electromagnetically induced absorption and transparency of four-level system driven by radio-frequency field in  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(12): 3615-3621.
- [18] 王子煜, 邵健, 胡亚新, 等. 基于全介质超材料的高 Q 电磁诱导透明现象研究[J]. *光学学报*, 2021, 41(11): 1116001.
- Wang Z Y, Shao J, Hu Y X, et al. Electromagnetically induced transparency based on all-dielectric metamaterial with high Q factor[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(11): 1116001.
- [19] 李洪阳, 黄巍, 张玉婷, 等. 基于铈化铟太赫兹超材料可调谐的电磁感应透明[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(5): 0530002.
- Li H Y, Huang W, Zhang Y T, et al. Tunable electromagnetically induced transparency based on indium antimonide terahertz metamaterial[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(5): 0530002.
- [20] 吕宇玲, 延凤平, 杜雪梅, 等. 偏振及角度不敏感类电磁诱导透明超材料研究[J]. *中国激光*, 2021, 48(23): 2314002.
- Lü Y L, Yan F P, Du X M, et al. Polarization- and angle-insensitive electromagnetically induced transparency-like metamaterial[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(23): 2314002.
- [21] 刘姗姗, 李泉, 杨子榆, 等. 基于石墨烯-金属复合超材料结构的电磁诱导透明非线性调制[J]. *中国激光*, 2021, 48(19): 1918006.
- Liu S S, Li Q, Yang Z Y, et al. Nonlinear modulation of electromagnetically induced transparency based on graphene-metal hybrid metamaterial structure[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(19): 1918006.
- [22] 华沁怡, 陈心豪, 吕俊鹏, 等. 反射型太赫兹超表面电磁诱导透明效应[J]. *中国激光*, 2021, 48(12): 1214002.
- Hua Q Y, Chen X H, Lü J P, et al. Reflection-type electromagnetically induced transparency effect in terahertz metasurfaces[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(12): 1214002.
- [23] Maring N, Farrera P, Kutluer K, et al. Photonic quantum state transfer between a cold atomic gas and a crystal[J]. *Nature*, 2017, 551(7681): 485-488.
- [24] Akhmedzhanov R, Gushchin L, Nizov N, et al. Electromagnetically induced transparency in an isotopically purified  $\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$  crystal[J]. *Physical Review B*, 2018, 97(24): 245123.
- [25] Kuznetsova E, Kocharovskaya O, Hemmer P, et al. Atomic interference phenomena in solids with a long-lived spin coherence[J]. *Physical Review A*, 2002, 66(6): 063802.
- [26] Fan H R, Raza F, Ahmed I, et al. Three-type Fano interference controlled by the phase transition of  $\text{Eu}^{3+}/\text{Pr}^{3+}:\text{YPO}_4$ [J]. *New Journal of Physics*, 2020, 22(9): 093008.
- [27] Li C B, Jiang Z H, Zhang Y Q, et al. Controlled correlation and squeezing in  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  to yield correlated light beams[J]. *Physical Review Applied*, 2017, 7(1): 014023.
- [28] Longdell J J, Fraval E, Sellars M J, et al. Stopped light

- with storage times greater than one second using electromagnetically induced transparency in a solid[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 95(6): 063601.
- [29] Turukhin A V, Sudarshanam V S, Shahriar M S, et al. Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 88(2): 023602.
- [30] Cruzeiro E Z, Tiranov A, Lavoie J, et al. Efficient optical pumping using hyperfine levels in  $^{145}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  and its application to optical storage[J]. *New Journal of Physics*, 2018, 20(5): 053013.
- [31] Kutluer K, Mazzera M, de Riedmatten H. Solid-state source of nonclassical photon pairs with embedded multimode quantum memory[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(21): 210502.
- [32] Ham B S, Hemmer P R. Coherence switching in a four-level system: quantum switching[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(18): 4080-4083.
- [33] Ichimura K. A simple frequency-domain quantum computer with ions in a crystal coupled to a cavity mode [J]. *Optics Communications*, 2001, 196: 119-125.
- [34] Ohlsson N, Mohan R K, Kröll S. Quantum computer hardware based on rare-earth-ion-doped inorganic crystals [J]. *Optics Communications*, 2002, 201(1/2/3): 71-77.
- [35] Shen J Q, He S L. Dimension-sensitive optical responses of electromagnetically induced transparency vapor in a waveguide[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(6): 063831.
- [36] Ghosh S, Sharping J E, Ouzounov D G, et al. Resonant optical interactions with molecules confined in photonic band-gap fibers[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(9): 093902.
- [37] Yang W G, Conkey D B, Wu B, et al. Atomic spectroscopy on a chip[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(6): 331-335.
- [38] Povinelli M L, Johnson S G, Joannopoulos J D. Slow-light, band-edge waveguides for tunable time delays[J]. *Optics Express*, 2005, 13(18): 7145-7159.
- [39] Yan H, Xu X C, Chung C J, et al. One-dimensional photonic crystal slot waveguide for silicon-organic hybrid electro-optic modulators[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(23): 5466-5469.
- [40] Holliday K, Croci M, Vauthey E, et al. Spectral hole burning and holography in an  $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Pr}^{3+}$  crystal[J]. *Physical Review B*, 1993, 47(22): 14741-14752.
- [41] Zhang X J, Wang H H, Wang L, et al. Stationary light pulse in solids with long-lived spin coherence[J]. *Physical Review A*, 2011, 83(6): 063804.
- [42] Agarwal G S. Nature of the quantum interference in electromagnetic-field-induced control of absorption[J]. *Physical Review A*, 1997, 55(3): 2467-2470.