

引用格式: FANG Shichao, ZENG Ran, XU Jingqiao, et al. Optical Temporal Cloaking Based on Chiral Atomic Medium[J]. Acta Photonica Sinica, 2024, 53(2):0227002
方世超, 曾然, 徐静俏, 等. 基于手征原子媒质的光学时域隐身调控[J]. 光子学报, 2024, 53(2):0227002

基于手征原子媒质的光学时域隐身调控

方世超¹, 曾然¹, 徐静俏¹, 吕晓燕¹, 李浩珍^{1,2}, 杨淑娜¹, 羊亚平²

(1 杭州电子科技大学 通信工程学院, 杭州 310018)

(2 同济大学 物理科学与工程学院 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

摘要: 基于五能级结构手征原子媒质, 对光学时域隐身在外场调控下的实现进行了研究。在该五能级手征原子系统下, 推导了原子媒质与光场参数相关的等效电磁响应参数的广义表达式, 进而根据群折射率计算输出光脉冲。数值计算了五能级原子系统的外场以及原子媒质相关参数对隐身时域窗口大小以及形成时域窗口的光脉冲强度的影响。结果表明, 时域窗口大小随控制场 Rabi 频率改变但基本不依赖于控制场的相位变化; 两个耦合场相位在一个周期内的变化对左右旋圆极化输出波特性影响相反; 两个耦合场中, 当其中一个耦合场的 Rabi 频率减小时, 对应时域窗口增大, 但同时也会使形成窗口的脉冲强度减弱, 而另一个耦合场 Rabi 频率则对时域窗口的大小影响较小。因此改变控制场和两个耦合场的强度、相位和失谐等参量可有效地调控输出脉冲的加速和延迟, 产生显著的隐身时域窗口, 提供了一种可操控的光学时域隐身的方案。

关键词: 手征原子媒质; 电磁耦合; 光学时域隐身; 五能级系统; 量子相干

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20245302.0227002

0 引言

手征原子媒质的本质是通过原子能级之间的量子相干发生电磁耦合效应^[1], 使媒质产生手征性^[2]。在原子媒质上施加强激光外场和弱探测光, 在双光子共振的条件下产生量子干涉, 使原子媒质具有可控的特殊电磁响应^[3]。在多能级原子媒质中通过激光诱导磁偶极跃迁和电偶极跃迁之间的相干耦合, 可实现类似于电磁感应透明^[4,5]的量子相干效应。电磁耦合场实现跃迁, 原本不透明的原子能级跃迁可以在共振频率下呈现窄带透明窗口^[6], 该窗口下原子媒质会引发相位突变和强色散, 媒质的折射率也会发生剧烈变化, 进而可以调控光在媒质中传播的群速。通过改变激光外场可以对电磁耦合的程度进行控制从而获得显著的手征性, 而且还能够由此机制产生无需负磁导率的低损耗、可调控负折射率^[7]。手征原子媒质内的传播模式是具有强极化偏转性的两个左右旋圆极化双折射波^[8], 其新颖的物理特性在诸多领域具有应用前景。

近年来, 研究者们利用超构材料在空间隐身^[9-11]的领域取得了显著进展, 这也为时域隐身^[12,13]的研究打开了新的思路。不同于通过实现媒质的可控电磁参数来控制电磁波传播路径的空间隐身, 时域隐身或称事件隐身并不使光线偏离预期的空间轨迹, 而是将光信号分成前导部分和尾随部分, 来创造一个可以隐藏事件的隐身时域窗口。两束光信号均有不同的提前或滞后, 无法到隐身时域窗口的内部与非辐射物质相互作用, 使观测者无法观测到内部的事件。人们利用光学时间透镜在光纤中对时域隐身进行了研究^[14,15], 也基于多普勒展宽^[16]和逆时域 Talbot 效应^[17]等设计了时域隐身方案。BACHA B A 等将电磁诱导手征原子媒质与时域隐身的思想相结合^[18,19], 电磁波经过电磁诱导手征媒质折射后分裂成两束输出时间不同的圆极化波, 将实现一定宽度的隐身时域窗口; AHMAD H 等研究了手征原子媒质中 Goos-Hänchen 位移光束的时域隐身

基金项目: 浙江省自然科学基金(No. LY20A040003), 国家自然科学基金(Nos. 12274326, 61901148, 11574068), 浙江省属高校基本科研业务费专项资金(No. GK199900299012-015)

第一作者: 方世超, 2411298302@qq.com

通讯作者: 曾然, zengran@hdu.edu.cn

收稿日期: 2023-07-15; 录用日期: 2023-09-21

<http://www.photon.ac.cn>

现象^[20]。利用手征原子媒质实现的光学时域隐身,可应用在电磁波的控制和通信安全领域如物联网技术中^[21],在减少信息串扰的同时也防止信息的噪声破坏^[22,23],因此提供了一种增加通信系统安全性的方案。本文依据手征原子媒质的原理,基于一种区别于其他时域隐身方案的特殊五能级结构原子系统,通过外光场调控原子媒质的手征性,进而操控隐身时域窗口的大小和位置。通过五能级手征原子媒质与外场参数相关的等效电磁响应参量计算双折射的群折射率,由此得到时域中的输出光脉冲,并讨论分析外场振幅和相位调制以及原子媒质相关参数影响下的时域隐身效应。

1 模型与理论计算

考虑五能级结构的原子媒质如图1(a)所示。 E_p 和 B_m 分别是频率为弱探测场 ω_p 的电场振幅和磁场振幅,通过吸收探测光,电偶极子从 $|a_2\rangle$ 跃迁到 $|c\rangle$,磁偶极子从 $|a_1\rangle$ 跃迁 $|b\rangle$ 。在 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间加入一个Rabi频率为 Ω_c 的强激光控制场,诱导电偶极子和磁偶极子在跃迁的过程中发生交叉耦合。由于磁电交叉耦合,系统在探测场频率下的磁化强度既受到磁偶极跃迁的影响,也受到电偶极跃迁的影响,极化强度也同时受电偶极跃迁和磁偶极子跃迁的影响。图1(b)为光场示意图,空腔内驻波场即为上述控制场,其光场频率为 ω_c ,两个Rabi频率为 Ω_1 和 Ω_2 的耦合场传播方向分别以角度 θ_1 和 θ_2 标识,其光场振荡频率为 ν_1 和 ν_2 。原子沿着 z 轴进入空腔,并与三个光场相互作用。 $|a_1\rangle, |a_2\rangle, |d\rangle$ 三个能级为一个子能级系统,类似传统三能级系统中的基态,与 $|c\rangle, |b\rangle$ 组成一个三能级系统。

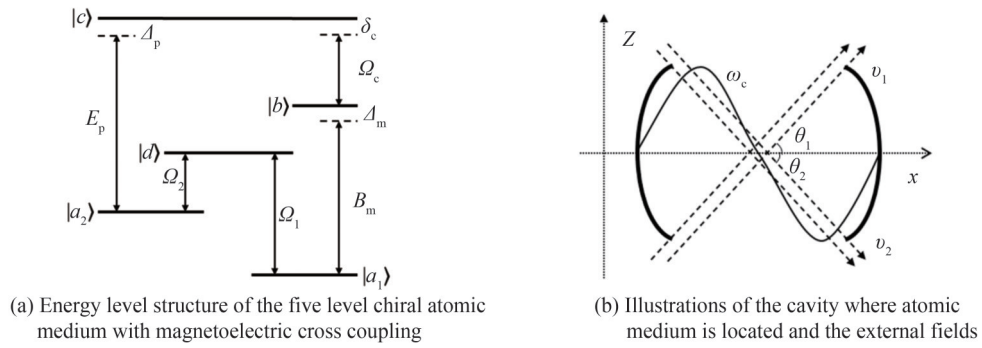


图1 磁电耦合手征原子媒质能级结构以及媒质所在腔与外场示意图

Fig.1 Energy level structure of the chiral atomic medium with magnetoelectric cross coupling and the illustration of the cavity with external fields

由于能级 $|d\rangle$ 已包含在子系统中,则该原子系统的哈密顿量为

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{i=1}^4 \hbar \omega_i^A |n\rangle \langle n| + \left\{ -\frac{1}{2} \sigma_{ca_2} E_p e^{-i\omega_p t} |c\rangle \langle a_2| - \frac{1}{2} \mu_{ba_1} B_m e^{-i\omega_p t} |b\rangle \langle a_1| - \frac{\hbar}{2} \Omega_c \sin \kappa x e^{-i\omega_c t} |c\rangle \langle b| + \text{H.C} \right\} \quad (1)$$

式中, ω_i^A ($i = a_1, a_2, b, c$)为能级 $|i\rangle$ 的能量频率,上角标 A 表示原子, σ_{ca_2} 和 μ_{ba_1} 分别是 $|a_2\rangle \rightarrow |c\rangle$ 的电偶极矩和 $|a_1\rangle \rightarrow |b\rangle$ 的磁偶极矩。 κ 为驻波波矢。由Liouville方程 $\dot{\hat{\rho}} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{\mathcal{H}}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} \{ \hat{\Gamma}, \hat{\rho} \}$,将系统的动力学参量描述为密度矩阵。其中 $[\dots, \dots]$ 为对易子, $\{\dots, \dots\}$ 为反对易子,弛豫算子 $\hat{\Gamma}$ 由各能级的自发衰减率 γ 定义为 $\langle n | \hat{\Gamma} | m \rangle = \gamma_n \delta_{nm}$ 。将哈密顿量代入,有

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{ca_2} = -(i\omega_{ca_2}^A + \gamma_{ca_2}) \rho_{ca_2} + \frac{i}{2} \Omega_c \sin \kappa x e^{-i\omega_c t} \rho_{ba_2} + \frac{i}{2\hbar} \sigma_{ca_2} E_p e^{-i\omega_p t} \rho_{a_2a_2}^{(0)} \\ \dot{\rho}_{ba_1} = -(i\omega_{ba_1}^A + \gamma_{ba_1}) \rho_{ba_1} - \frac{i}{2} \Omega_c^* \sin \kappa x e^{i\omega_c t} \rho_{ca_1} + \frac{i}{2\hbar} \mu_{ba_1} B_m e^{-i\omega_p t} \rho_{a_1a_1}^{(0)} \\ \dot{\rho}_{ba_2} = -(i\omega_{ba_2}^A + \gamma_{ba_2}) \rho_{ba_2} - \frac{i}{2} \Omega_c^* \sin \kappa x e^{i\omega_c t} \rho_{ca_2} + \frac{i}{2\hbar} \mu_{ba_2} B_m e^{-i\omega_p t} \rho_{a_2a_2}^{(0)} \\ \dot{\rho}_{ca_1} = -(i\omega_{ca_1}^A + \gamma_{ca_1}) \rho_{ca_1} + \frac{i}{2} \Omega_c \sin \kappa x e^{-i\omega_c t} \rho_{ba_1} + \frac{i}{2\hbar} \sigma_{ca_2} E_p e^{-i\omega_p t} \rho_{a_2a_1}^{(0)} \end{cases} \quad (2)$$

式中定义了原子的跃迁频率 $\omega_{ij}^A \equiv \omega_i - \omega_j$, 衰减率 $\gamma_{ij} = \frac{\gamma_i + \gamma_j}{2}$, 并对衰减率进行 γ_p 的展宽修正。同时, 设探测场为弱场, 因此计算中仅保留到探测场 E_p 和 B_m 的最低阶。式(2)中, $\rho_{a_1 a_1}^{(0)}, \rho_{a_1 a_2}^{(0)}, \rho_{a_2 a_1}^{(0)}$ 和 $\rho_{a_2 a_2}^{(0)}$ 为相应密度矩阵元的零阶解, 由所在子系统的内部解确定。

对密度矩阵元进行旋转变量代换: $\tilde{\rho}_{ca_2} = e^{i\omega_p t} \rho_{ca_2}, \tilde{\rho}_{ba_1} = e^{i\omega_p t} \rho_{ba_1}, \tilde{\rho}_{ba_2} = e^{-i\omega_p t} e^{i\omega_p t} \rho_{ba_2}, \tilde{\rho}_{ca_1} = e^{i\omega_p t} e^{i\omega_p t} \rho_{ca_1}, \tilde{\rho}_{a_1 a_2}^{(0)} = e^{-i\omega_p t} \rho_{a_1 a_2}^{(0)}, \tilde{\rho}_{a_2 a_1}^{(0)} = e^{i\omega_p t} \rho_{a_2 a_1}^{(0)}$, 则式(2)式可写成矩阵形式并通过 $Q(t) = L^{-1} \cdot S$ 求解出 $\tilde{\rho}_{ca_2}, \tilde{\rho}_{ba_1}, \tilde{\rho}_{ba_2}, \tilde{\rho}_{ca_1}$ 。其中各矩阵形式是

$$Q(t) = (\tilde{\rho}_{ca_2}, \tilde{\rho}_{ba_1}, \tilde{\rho}_{ba_2}, \tilde{\rho}_{ca_1})^T \quad (3)$$

$$L = \begin{pmatrix} -i(\omega_{ca_2}^A - \omega_p) - \gamma_{ca_2} & 0 & \frac{i}{2} \Omega_c \sin \kappa x & 0 \\ 0 & -i(\omega_{ba_1}^A - \omega_p) - \gamma_{ba_1} & 0 & -\frac{i}{2} \Omega_c^* \sin \kappa x \\ -\frac{i}{2} \Omega_c^* \sin \kappa x & 0 & -i(\omega_{ba_2}^A - \omega_p + \omega_c) - \gamma_{ba_2} & 0 \\ 0 & \frac{i}{2} \Omega_c \sin \kappa x & 0 & -i(i\omega_{ca_1}^A - \omega_p - \omega_c) - \gamma_{ca_1} \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$S = \left(\frac{i}{2\hbar} \sigma_{ca_2} E_p \rho_{a_2 a_2}^{(0)}, \frac{i}{2\hbar} \mu_{ba_1} B_m \rho_{a_1 a_1}^{(0)}, \frac{i}{2\hbar} \mu_{ba_1} B_m \tilde{\rho}_{a_1 a_2}^{(0)}, \frac{i}{2\hbar} \sigma_{ca_2} E_p \tilde{\rho}_{a_2 a_1}^{(0)} \right)^T \quad (5)$$

在各解中采用失谐量 Δ_p, Δ_m 和 δ_c 表示各个光频率: $\omega_{ca_2}^A = \Delta_p + \omega_p, \omega_{ba_1}^A = \Delta_m + \omega_p, \Delta_p - \delta_c = \omega_{ba_2}^A - \omega_p + \omega_c, \Delta_m + \delta_c = \omega_{ca_1}^A - \omega_p - \omega_c$ 。上述 $\tilde{\rho}_{ca_2}, \tilde{\rho}_{ba_1}$ 解是由含 E_p 的项和含 B_m 的项构成, 对照极化强度 P 和磁化强度 M 的公式

$$\begin{cases} P = N \sigma_{ca_2} \tilde{\rho}_{ca_2} = N \alpha_{ee} \frac{\sigma_{ca_2}^2}{\hbar} E_p + N \alpha_{eb} \frac{\sigma_{ca_2} \mu_{ba_1}}{\hbar} B_m \\ M = N \mu_{ba_1} \tilde{\rho}_{ba_1} = N \alpha_{be} \frac{\mu_{ba_1} \sigma_{ca_2}}{\hbar} E_p + N \alpha_{bb} \frac{\mu_{ba_1}^2}{\hbar} B_m \end{cases} \quad (6)$$

可得到四个极化率的解, 其中 α_{ee} 为电极化率, α_{bb} 为磁极化率, α_{be} 和 α_{eb} 分别为磁电耦合极化率和电磁耦合极化率, N 是原子密度。考虑到极化强度 P 和磁化强度 M 与电场 E 、磁场 H 之间的关系为

$$\begin{pmatrix} P \\ M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_0 \chi_e & \xi_{EH} \\ \xi_{HE} & \chi_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} \quad (7)$$

式中, ϵ_0 和 μ_0 是真空中介电常数和磁导率, $\chi_e = \epsilon - 1$ 和 $\chi_m = \mu - 1$ 表示电极化率和磁极化率, ξ_{EH} 和 ξ_{HE} 是磁电耦合手征参数, 可得到四个等效电磁参数的具体表达式为

$$\begin{cases} \xi_{HE} = \frac{N \mu_0 c \mu_{ba_1} \sigma_{ca_2} \alpha_{be}}{\hbar - N \mu_0 \mu_{ba_1}^2 \alpha_{bb}} \\ \xi_{EH} = \frac{N \mu_0 c \mu_{ba_1} \sigma_{ca_2} \alpha_{eb}}{\hbar} + \frac{N^2 \mu_0^2 c \mu_{ba_1}^3 \sigma_{ca_2} \alpha_{eb} \alpha_{bb}}{\hbar (\hbar - N \mu_0 \mu_{ba_1}^2 \alpha_{bb})} \\ \chi_m = \frac{N \mu_0 \mu_{ba_1}^2 \alpha_{bb}}{\hbar - N \mu_0 \mu_{ba_1}^2 \alpha_{bb}} \\ \chi_e = \frac{N \sigma_{ca_2}^2 \alpha_{ee}}{\hbar \epsilon_0} + \frac{N^2 \mu_0 \mu_{ba_1}^2 \sigma_{ca_2}^2 \alpha_{eb} \alpha_{be}}{\hbar \epsilon_0 (\hbar - N \mu_0 \mu_{ba_1}^2 \alpha_{bb})} \end{cases} \quad (8)$$

对于 $|a_1\rangle, |a_2\rangle, |d\rangle$ 子系统, 定义失谐 $\Delta_1 = \omega_{da_1} - \nu_1, \Delta_2 = \omega_{da_2} - \nu_2$, 两个耦合场施加方式由图1(b)所示。假设原子的质心位置沿着驻波的方向几乎是恒定的, 得到子系统在旋转波近似下的哈密顿量

$$\hat{H}' = \hbar \omega_d |d\rangle \langle d| + \hbar \omega_{a_1} |a_1\rangle \langle a_1| + \hbar \omega_{a_2} |a_2\rangle \langle a_2| - \left\{ \frac{\hbar}{2} [\Omega_1 e^{ik_1 x \cos \theta_1} e^{-i\nu_1 t} |d\rangle \langle a_1| - \Omega_2 e^{ik_2 x \cos \theta_2} e^{-i\nu_2 t} |d\rangle \langle a_2|] + \text{H.C.} \right\} \quad (9)$$

为处理运动方程的时间依赖性,定义

$$|\psi(t)\rangle = c_{a_1}(t)e^{-i\omega_{a_1}t}|a_1\rangle + c_{a_2}(t)e^{-i\omega_{a_2}t}|a_2\rangle + c_d(t)e^{-i\omega_d t}|d\rangle \quad (10)$$

代入 Schrodinger 方程 $i\hbar|\dot{\psi}(t)\rangle = \hat{\mathcal{H}}|\psi(t)\rangle$ 并令 $c_{a_1}(t) = e^{-i\lambda_1 t}\tilde{c}_{a_1}(t)$, $c_{a_2}(t) = e^{-i\lambda_2 t}\tilde{c}_{a_2}(t)$, 根据特征方程求得方程通解为

$$\begin{cases} c_d(t) = \alpha(\lambda_1 - D_1)(\lambda_1 - D_2)e^{\lambda_1 t} + \beta(\lambda_2 - D_1)(\lambda_2 - D_2)e^{\lambda_2 t} + \gamma(\lambda_3 - D_1)(\lambda_3 - D_2)e^{\lambda_3 t} \\ \tilde{c}_{a_1}(t) = \alpha B'(\lambda_1 - D_2)e^{\lambda_1 t} + B'(\lambda_2 - D_2)\beta e^{\lambda_2 t} + B'(\lambda_3 - D_2)\gamma e^{\lambda_3 t} \\ \tilde{c}_{a_2}(t) = \alpha C'(\lambda_1 - D_1)e^{\lambda_1 t} + C'(\lambda_2 - D_1)\beta e^{\lambda_2 t} + C'(\lambda_3 - D_1)\gamma e^{\lambda_3 t} \end{cases} \quad (11)$$

式中, α, β 和 γ 为任意常数, 可由初始条件确定。 λ 为特征方程的解, $B = \frac{i}{2}\Omega_1 e^{ik_1 x \cos \theta_1}$, $C = \frac{i}{2}\Omega_2 e^{ik_2 x \cos \theta_2}$, $B' = B e^{-2ik_1 x \cos \theta_1}$, $C' = C e^{-2ik_2 x \cos \theta_2}$ 为特征方程的系数, 考虑当 $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ 时通解为

$$\begin{cases} c_d(t) = \lambda_2 \beta e^{\lambda_2 t} + \lambda_3 \gamma e^{\lambda_3 t} \\ c_{a_1}(t) = C\alpha + B'\beta e^{\lambda_2 t} + B'\gamma e^{\lambda_3 t} \\ c_{a_2}(t) = -B\alpha + C'\beta e^{\lambda_2 t} + C'\gamma e^{\lambda_3 t} \end{cases} \quad (12)$$

式中, $\lambda_1 = 0, \lambda_{2,3} = \pm \sqrt{BB' + CC'}$ 。

取初始态为 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$ 的叠加态, $c_{a_1}(0) = \frac{\Omega_1 e^{ik_1 x \cos \theta_1}}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}$, $c_{a_2}(0) = -\frac{\Omega_2 e^{ik_2 x \cos \theta_2}}{\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2}}$, 则 $c_d(0) = 0$ 。由初始条件确定 α, β 和 γ 得到 $\alpha = \frac{c_{a_1}(0)C' - c_{a_2}(0)B'}{BB' + CC'}$, $\beta = -\lambda_3 \frac{c_{a_1}(0)B + c_{a_2}(0)C}{(\lambda_2 - \lambda_3)(BB' + CC')}$, $\gamma = \lambda_2 \frac{c_{a_1}(0)B + c_{a_2}(0)C}{(\lambda_2 - \lambda_3)(BB' + CC')}$ 。

由此计算密度矩阵 $\rho = |\psi(t)\rangle\langle\psi(t)|$ 的各矩阵元分量为

$$\begin{cases} \rho_{dd}^{(0)} = |c_d|^2, & \rho_{a_1 a_1}^{(0)} = |c_{a_1}|^2, & \rho_{a_2 a_2}^{(0)} = |c_{a_2}|^2, \\ \rho_{da_1}^{(0)} = c_d c_{a_1}^* e^{-i(\omega_d - \omega_{a_1})t}, & \rho_{da_2}^{(0)} = c_d c_{a_2}^* e^{-i(\omega_d - \omega_{a_2})t}, & \rho_{a_1 d}^{(0)} = c_{a_1} c_d^* e^{i(\omega_d - \omega_{a_1})t}, \\ \rho_{a_1 a_2}^{(0)} = c_{a_1} c_{a_2}^* e^{i(\omega_{a_2} - \omega_{a_1})t}, & \rho_{a_2 d}^{(0)} = c_{a_2} c_d^* e^{i(\omega_d - \omega_{a_2})t}, & \rho_{a_2 a_1}^{(0)} = c_{a_2} c_{a_1}^* e^{-i(\omega_{a_2} - \omega_{a_1})t} \end{cases} \quad (13)$$

因该子系统不包含 probe 场, 因此这些密度矩阵元都相当于是 在一阶微扰近似下的解, 所以各矩阵元都可标识为 $\rho_{ij}^{(0)}$, 在上述初始条件下其解也是 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$ 叠加态, 四个非零的密度矩阵元为

$$\begin{cases} \rho_{a_1 a_1}^{(0)} = \frac{\Omega_2^2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \\ \rho_{a_2 a_1}^{(0)} = -\frac{\Omega_1 \Omega_2 e^{i\mathbf{r}(k_1 \cos \theta_1 - k_2 \cos \theta_2)}}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} e^{-i(\omega_{a_2} - \omega_{a_1})t} \\ \rho_{a_1 a_2}^{(0)} = -\frac{\Omega_1 \Omega_2 e^{i\mathbf{r}(k_2 \cos \theta_2 - k_1 \cos \theta_1)}}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} e^{i(\omega_{a_2} - \omega_{a_1})t} \\ \rho_{a_2 a_2}^{(0)} = \frac{\Omega_1^2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \end{cases} \quad (14)$$

最后将上述结果代入总系统的解中求得密度矩阵元零阶解, 进而求出各等效电磁参数。

磁电耦合手征原子媒质存在右旋和左旋圆极化波的传播模式, 其折射率表达式包含上述等效电磁参数

$$n_{\pm} = \sqrt{\epsilon\mu - \frac{(\xi_{\text{EH}} + \xi_{\text{HE}})^2}{4}} \mp \frac{i}{2}(\xi_{\text{EH}} - \xi_{\text{HE}}) \quad (15)$$

在实际情况中, 光信号是携带信息的脉冲序列, 每个脉冲的传播可由群速及其群折射率描述。代入各参数并采用局域场修正, 可得到手征原子媒质中两个圆极化波的群折射率为

$$n_g^{\pm} = \text{Re}(n_{\pm}) + \omega_0 \frac{\partial \text{Re}(n_{\pm})}{\partial \Delta_p} \quad (16)$$

为了研究通过磁电耦合原子媒质的输出脉冲, 选择高斯形式的输入脉冲, 在频域中的形式为

$$S_i(\omega_p) = \frac{\tau_0}{\sqrt{2}} \exp\left(-\left(\frac{\Delta_p \tau_0}{2}\right)^2\right) \quad (17)$$

时域上的输出右/左旋圆极化脉冲的表达式为

$$S_{\text{out}}^{\pm}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} S_i(\omega_p) \exp\left[-i\Delta_p\left(t - \frac{dn_g^{\pm}}{c}\right)\right] d\Delta_p \quad (18)$$

表示输入脉冲经由含有上述手征原子媒质的传播路径后右旋和左旋圆极化波的输出场^[21,23],其中 d 为磁电耦合原子媒质厚度, t 为时间变量, c 为真空中光速,左右旋圆极化脉冲强度分布由 $|S_{\text{out}}^{\pm}(t)|^2$ 表示。通过对原子媒质进行外场调控,从而调节光脉冲的群速,即可实现在时域上对输出脉冲的控制。

2 数值计算与分析

如上所述,在手征原子媒质中,输入光束被分成具有不同折射率的左右圆极化双折射光束。其中一个折射率增加,光束速度降低,输出时间延迟,而另一个则下降,光束速度加快,输出时间提前。通过对手征原子媒质进行调控,调节前导光束和尾随光束的速度,以改变提前和延迟的输出时间,实现对光学时域隐身的时域窗口的良好控制。

设探测场的入射光波长 $\lambda = 600 \mu\text{m}$,相应的角频率 $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$,手征原子媒质中的相关参数设置为,原子密度 $N = 10^{16} \text{atoms/m}^3$,自发衰减率为 $\gamma_2 = 10^3/\text{s}$, $\gamma_1 = \gamma_4 = 0$, $\gamma_3 = \gamma_5 = 137^2 \gamma_2$, $\gamma_p = 10^3 \gamma_2$ 。控制场 $\Omega_c = |\Omega_c|e^{i\varphi}$,时域中的输入脉冲宽度 τ_0 取 $1.5 \mu\text{s}$,失谐量 $\delta_c = 5.1\gamma_3$ 。

首先考察在耦合场 Ω_1 振幅影响下光脉冲强度随时间的变化,如图2(a)所示。光脉冲在通过手征原子媒质后产生的提前和滞后的左右旋圆极化波,在一定的振幅范围内形成隐身时域窗口,其中设置各外场相位均为 $\pi/2$,控制场和耦合场2的Rabi频率分别为 $220\gamma_2$ 和 $200\gamma_2$,原子媒质长度 $d = 2 \text{cm}$ 。延迟波的脉冲强度随着耦合场 Ω_1 振幅的减小而变弱,在 Ω_1 约为 $80\gamma_2$ 处脉冲消失,提前波的脉冲强度呈现和延迟波相反的变化,在 Ω_1 超过 $100\gamma_2$ 后将消失。因此 $80\gamma_2 \leq |\Omega_1| \leq 100\gamma_2$ 的振幅变化内观察到隐身时域窗口在 $-11\tau_0 \leq t \leq 11\tau_0$ 的范围内开启,且基本不会随耦合场 Ω_1 振幅的变化而发生改变。

耦合场 Ω_1 的相位影响如图2(b)所示,该相位的值取决于该耦合场的波数和传播方向,以及原子媒质的位置。其中设置 $\Omega_1 = 85\gamma_2$,其他参数与图2(a)一致。两个圆极化波的光脉冲在一定的相位变化范围内表现出相近似的变化规律,而这两个左右旋圆极化光脉冲在不同的相位范围中都会出现输出时间的超前和滞后。对于右旋圆极化波(即图中标识蓝色的光脉冲),在耦合场相位的一个 2π 周期内,该脉冲存在于相位约为 $\pi/3 \sim 11\pi/6$ 的范围内,随着耦合场相位的变大,光脉冲从时域上超前变为时域上滞后,其中超前时间先增大后减小,再转变为逐渐增大的滞后输出;光脉冲强度则基本为先增强后减弱,在耦合场相位 π 附近存在一

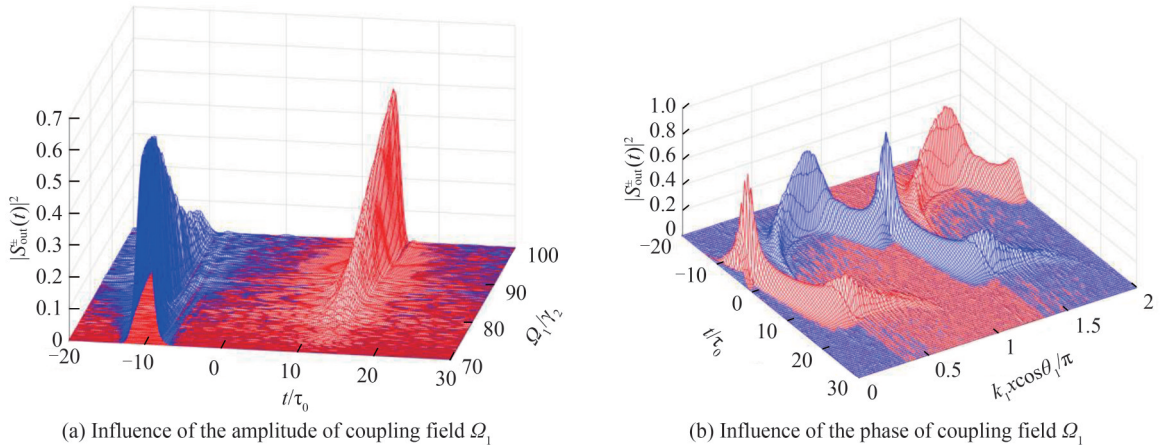


图2 耦合场 Ω_1 调制下的隐身时域窗口。蓝(红)色曲线对应左(右)旋圆极化波

Fig.2 Temporal cloak window under the influence of coupling field Ω_1 . The blue (red) curves correspond to left (right) circularly polarized wave

个突变的增强峰。对于左旋圆极化波(图中红色光脉冲),光脉冲在耦合场相位 $0\sim 5\pi/6$ 内呈现出与右旋圆极化光脉冲 $\pi\sim 11\pi/6$ 相同的变化规律,并且在 $4\pi/3\sim 2\pi$ 呈现出与右旋光脉冲 $\pi/3\sim \pi$ 相同的变化规律。因此可以发现,隐身时域窗口将分别在耦合场相位为 $\pi/3$ 和 $4\pi/3$ 时开启,而分别在相位超过 $2\pi/3$ 和 $5\pi/3$ 后窗口消失,开启的最大窗口范围为 $-15\tau_0\leq t\leq 15\tau_0$,而该时域窗口在 $t=0$ 时刻前后并不一定对称。

接下来考察控制场的影响。首先计算控制场振幅影响下光脉冲强度随时间的变化,如图3(a)所示,该控制场振幅强度取决于其Rabi频率、驻波场的波数以及原子媒质的位置。设置耦合场 Ω_1 和 Ω_2 Rabi频率振幅分别为 $100\gamma_2$ 和 $180\gamma_2$,原子媒质长度为 $d=0.7\text{ cm}$,控制场和耦合场相位与图2一致。图中延迟和提前的脉冲时刻随控制场振幅显示了两种单调性,有效的隐身时域窗口出现在控制场振幅为 $220\gamma_2\sim 240\gamma_2$ 的取值范围中,右旋圆极化波在时域上超前,且其输出时刻随控制场振幅增大而愈发超前,左旋圆极化波在形成时域窗口的范围中输出时刻滞后(在隐身时域窗口外也存在时域上的超前),其滞后时刻也会随控制场振幅增大而愈发延迟。在控制场振幅约 $220\gamma_2$ 时,时域窗口开启范围在 $-5\tau_0\leq t\leq 5\tau_0$;在控制场振幅约 $240\gamma_2$ 时,隐身时域窗口的开启范围增大至 $-7\tau_0\leq t\leq 7\tau_0$ 。

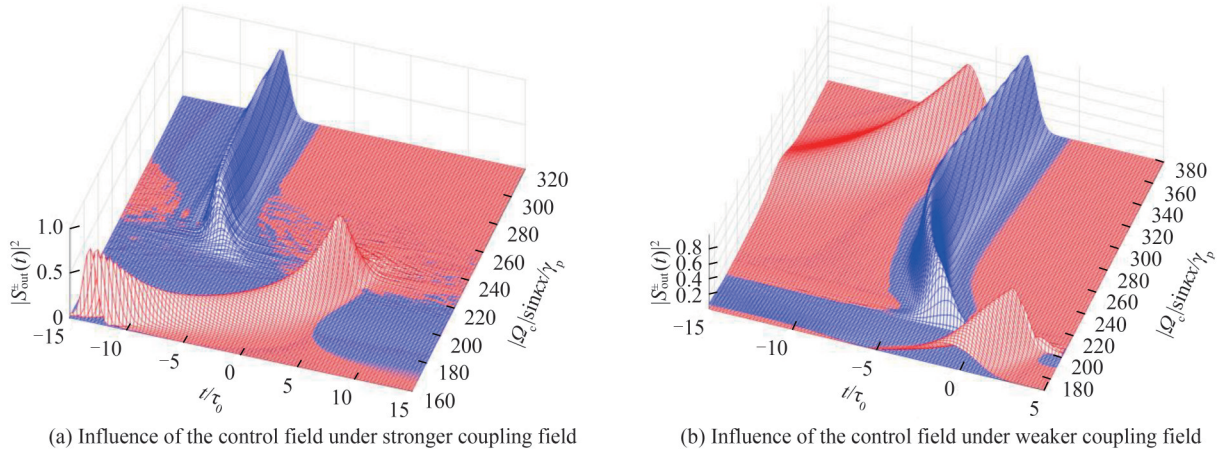


图3 控制场振幅调制下的时域窗口。蓝(红)色曲线对应左(右)旋圆极化波

Fig.3 Temporal cloak window under the influence of the amplitude of control field. The blue (red) curves correspond to left (right) circularly polarized wave

不同外场参数下的控制场振幅影响结果如图3(b)所示,其中设置了较弱的耦合场即令 $\Omega_1=50\gamma_2$, $\Omega_2=150\gamma_2$,以及 $\varphi_c=\pi/4$ 。可以发现,除了在控制场振幅约为 $200\gamma_p$ 附近存在与图3(a)类似的时域窗口外,在较强的控制场下,都存在具有超前输出特性的两个输出脉冲,即存在全负的时域窗口,形成该窗口的右旋圆极化波的超前输出时间随着控制场振幅增强而先远离后接近 $t=0$ 时刻,左旋圆极化波的超前输出时间则随着控制场振幅增强而逐渐接近 $t=0$ 时刻。

图4为控制场相位一个周期内的隐身时域窗口特性,耦合场设定为 $\Omega_1=90\gamma_2$, $\Omega_2=230\gamma_2$,控制场为 $|\Omega_c|\sin \kappa x=210\gamma_2$,原子媒质长度为 $d=1\text{ cm}$ 。在图4中,光脉冲的时间依赖性与耦合场1的相位变化影响规律对比来看,两个圆极化波对应脉冲的滞后/超前特性以及在相位参数对应范围上大致相反。在控制场相位约为 $\pi/6\leq \varphi_c\leq 4\pi/3$ 内观测到左旋圆极化波光脉冲,随着控制场相位增大,光束表现延迟特性并且延迟时间逐渐变小,再转变为超前输出且超前时间逐渐增大;同时该光脉冲的强度在此相位范围内存在缓慢起伏,在相位为 $\varphi_c=\pi$ 时同样出现峰值。右旋圆极化波的光脉冲在控制场相位 $0\leq \varphi_c\leq \pi/3$ 范围内呈现出与左旋光脉冲对应 $\pi\leq \varphi_c\leq 4\pi/3$ 中类似的变化规律,而在 $7\pi/6\leq \varphi_c\leq 2\pi$ 范围呈现出与左旋光脉冲 $\pi/6\leq \varphi_c\leq \pi$ 类似的变化规律。隐身时域窗口分别在 $\pi/6\leq \varphi_c\leq \pi/3$ 和 $7\pi/6\leq \varphi_c\leq 4\pi/3$ 的范围内开启,窗口约出现在时域的 $-4\tau_0\leq t\leq 6\tau_0$ 范围,且基本不随相位变化。

进一步考察耦合场 Ω_2 振幅调制下的隐身时域窗口,如图5(a)所示,结果发现与耦合场 Ω_1 相比,两个耦合场的输出脉冲时域特性有所不同。设置 $\Omega_1=120\gamma_2$, $|\Omega_c|\sin \kappa x=230\gamma_2$,以及 $\varphi_c=\pi/2$,其他参数与图4一致。超前输出光脉冲的超前程度随着 Ω_2 减小而增强,同时延迟输出光脉冲的时刻也随着 Ω_2 减小而更远离0

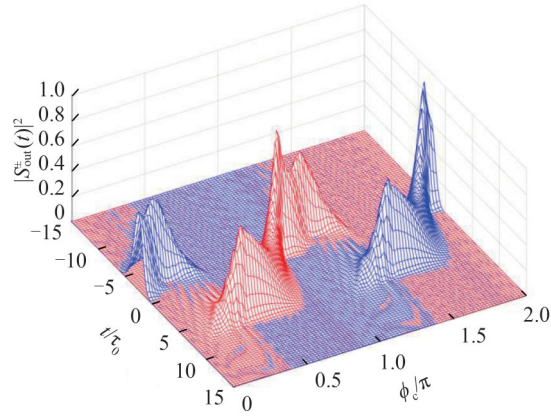


图4 控制场相位调制下的时域窗口。蓝(红)色曲线对应左(右)旋圆极化波

Fig.4 Temporal cloak window under the influence of the phase of control field. The blue (red) curves correspond to left (right) circularly polarized wave

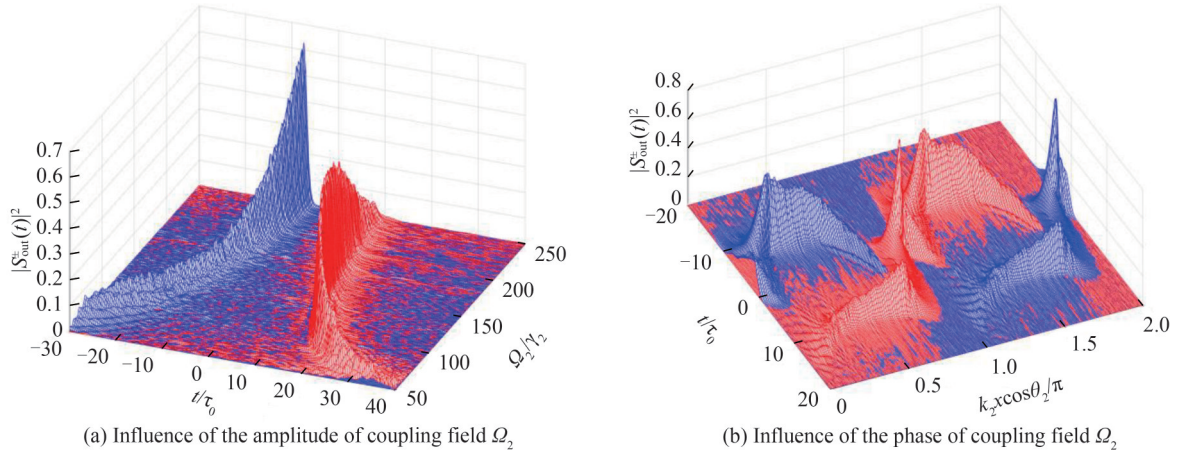

 图5 耦合场 Ω_2 调制下的时域窗口。蓝(红)色曲线对应左(右)旋圆极化波

 Fig.5 Temporal cloak window under the influence of the coupling field Ω_2 . The blue (red) curves correspond to left (right) circularly polarized wave

时刻,因此隐身时域窗口逐渐增大。超前输出光脉冲的强度随着耦合场的振幅减小而变弱,大约在 Ω_2 低于 $50\gamma_2$ 后趋于消失,而延迟输出光脉冲的强度随着耦合场的振幅减小而增大,当 Ω_2 低于 $200\gamma_2$ 后也逐渐减弱,在 $|\Omega_2| = 50\gamma_2$ 处趋于消失。约在 $\Omega_2 = 60\gamma_2$ 时隐身时域窗口可达到最大即在 $-25\tau_0 \leq t \leq 25\tau_0$ 范围中开启,但该处形成时域窗口的光脉冲较小将导致隐身效应较弱。

耦合场 Ω_2 的相位调制下的隐身时域窗口特性如图5(b)所示,其中该外场振幅设定为 $\Omega_2 = 220\gamma_2$,其他参数不变。可以看到,光脉冲的出现范围与耦合场 Ω_1 相位影响即图2(b)相反,而与控制场相位影响即图4较为相似,但时域窗口对应的相位取值范围将更大。在耦合场 Ω_2 相位为 $\pi/6 \sim 5\pi/3$ 内观测到左旋圆极化波脉冲,随着耦合场相位增大,脉冲的延迟输出时间逐渐变小,再转变为超前输出且超前程度逐渐增大再减小最后趋于0时刻;脉冲强度则除了在相位为 π 的附近出现峰值之外,在 $5\pi/4$ 的附近也会出现同样高的峰值。右旋圆极化波的光脉冲在耦合场相位 $0 \sim 2\pi/3$ 内呈现出与左旋光脉冲 $\pi \sim 5\pi/3$ 相似的变化规律,在 $7\pi/6 \sim 2\pi$ 呈现出与左旋光脉冲 $\pi/6 \sim \pi$ 相似的变化规律;时域窗口的开启范围约为 $-11\tau_0 \leq t \leq 11\tau_0$ 。

以上考察了光学时域隐身效应的手征原子媒质系统外场调控,最后考虑原子媒质的长度影响,如图6所示,设置各外场参数为 $\Omega_1 = 90\gamma_2, \Omega_2 = 200\gamma_2, |\Omega_c| \sin \kappa x = 220\gamma_2$ 。图6中可以明显观察到随着媒质长度的增加,光脉冲的提前和延迟输出时间变大,隐身时域窗口逐渐增宽,但同时因脉冲在媒质中的损耗也逐渐增大,光脉冲的强度也会随着媒质长度增加减弱。因此为实现有效的时域隐身,需考虑在调制展宽时域窗口的同时注意避免脉冲在手征媒质中传输距离过长。

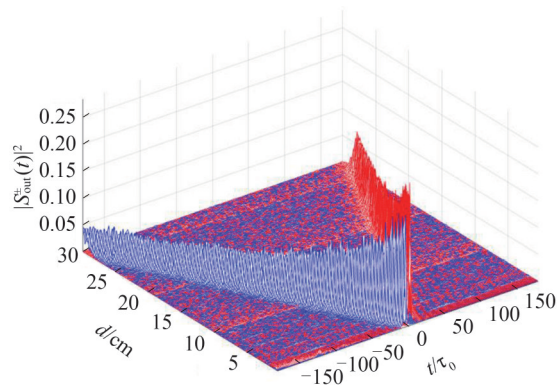


图6 光脉冲强度随原子媒质长度的变化。蓝(红)色曲线对应左(右)旋圆极化波

Fig.6 The variation of light pulse intensity with the length of chiral atomic medium. The blue (red) curves correspond to left (right) circularly polarized wave

3 结论

本文研究了基于磁电耦合手征原子媒质的光学时域隐身,给出了五能级手征原子媒质与光场参数相关的等效电磁响应参数的广义表达式,分析了输入高斯脉冲的强度和输出时间随控制场和耦合场以及原子媒质相关参数的变化。结果表明,输入脉冲通过五能级手征原子媒质产生左右旋圆极化脉冲,输出脉冲的强度变化依赖于外场的参量调控,输出时间具有不同程度的超前或滞后,在一定的参量范围内形成有效的隐身时域窗口。在有效时域窗口内,控制场振幅的变化会改变时域窗口的大小,但后者基本不随控制场相位改变;在一定的耦合场 Ω_1 振幅范围内,时域窗口几乎不受该振幅影响,而耦合场 Ω_2 振幅增强则会导致时域窗口的缩小,且较弱的耦合场振幅下会使两个输出脉冲都具有超前输出特性。在一定的控制场相位和耦合场相位的范围内,均可以观测到有效的隐身时域窗口,其中光脉冲在耦合场 Ω_1 相位的变化过程中表现出和控制场相位变化相反的规律,而在耦合场 Ω_2 的相位的变化过程中则表现出与控制场相位变化相近的规律。在实验中需将原子媒质制备于 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$ 的叠加态,即子系统的暗态,同时需注意施加的三个外光场的空间关系,而在实际应用中,应该根据对信号强度和隐身时域窗口大小的需求以及设备尺寸的限制,综合考虑控制场和耦合场的振幅、相位等因素,在保证光学时域隐身有效性的同时选取合适宽度的隐身时域窗口。

参考文献

- [1] LANDAU L D, BELL J S, KEARSLEY M J, et al. Electrodynamics of continuous media[M]. Elsevier, 2013.
- [2] PENDRY J B. A chiral route to negative refraction[J]. Science, 2004, 306(5700): 1353-1355.
- [3] KÄSTEL J, FLEISCHHAUER M, YELIN S F, et al. Tunable negative refraction without absorption via electromagnetically induced chirality[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(7): 073602.
- [4] FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. Reviews of Modern Physics, 2005, 77(2): 633-673.
- [5] BA Nuo, WANG Lei, WU Xiangyao, et al. Tunable photonic bandgap based on electromagnetically induced transparency in one dimensional atomic lattices[J]. Acta Photonica Sinica, 2015, 44(6): 0627002.
巴诺, 王磊, 吴向尧, 等. 一维原子晶格中基于电磁感应透明的可调控光子带隙[J]. 光子学报, 2015, 44(6): 0627002.
- [6] BOLLER K J, IMAMOGLU A, HARRIS S E. Observation of electromagnetically induced transparency [J]. Physical Review Letters, 1991, 66(20): 2593.
- [7] SHELBY R A, SMITH D R, SCHULTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. Science, 2001, 292(5514): 77-79.
- [8] KHAN L, BACHA B A, WAHID U, et al. Birefringence of rotary photon drags through induced chiral atomic medium [J]. Physica Scripta, 2020, 95(7): 075109.
- [9] LEONHARDT U. Optical conformal mapping[J]. Science, 2006, 312(5781): 1777-1780.
- [10] PENDRY J B, SCHURIG D, SMITH D R. Controlling electromagnetic fields[J]. Science, 2006, 312(5781): 1780-1782.
- [11] XU Cuilian, MENG Yueyu, WANG Jiafu, et al. Optically transparent hybrid metasurfaces for low infrared emission and wideband microwave absorption[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(4): 0416001.
徐翠莲, 孟跃宇, 王甲富, 等. 光学透明红外与雷达兼容隐身复合超表面[J]. 光子学报, 2021, 50(4): 0416001.

- [12] MCCALL M W, FAVARO A, KINSLER P, et al. A spacetime cloak, or a history editor[J]. *Journal of Optics*, 2010, 13(2): 024003.
- [13] LUKENS J M, LEAIRD D E, WEINER A M. A temporal cloak at telecommunication data rate[J]. *Nature*, 2013, 498(7453): 205-208.
- [14] WU K, WANG G P. Design and demonstration of temporal cloaks with and without the time gap[J]. *Optics Express*, 2013, 21(1): 238-244.
- [15] ZHOU F, YAN S, ZHOU H, et al. Field-programmable silicon temporal cloak[J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 2726.
- [16] JABAR M S A, BACHA B A, AHMAD I. Temporal cloak via Doppler broadening[J]. *Laser Physics*, 2015, 25(6): 065405.
- [17] LI B, WANG X, KANG J, et al. Extended temporal cloak based on the inverse temporal Talbot effect[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(4): 767-770.
- [18] BACHA B A, GHAFOR F, AHMAD I, et al. Gain assisted multiple superluminal regions via a Kerr nonlinearity in a double lambda-type atomic configuration[J]. *Laser Physics*, 2014, 24(5): 055401.
- [19] BACHA B A, JABAR M S A. The event cloaking from a birefringent medium via Kerr nonlinearity[J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(9): 095703.
- [20] AHMAD H, RAHMAN A U, WAHID U, et al. Space-time cloaking through a chiral atomic medium[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2021, 53: 466.
- [21] ARIF S M, BACHA B A, ULLAH S S, et al. Tunable control of internet of things information hacking by application of the induced chiral atomic medium[J]. *Soft Computing*, 2022, 26(20): 10643-10650.
- [22] CHREMMOS I. Temporal cloaking with accelerating wave packets[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(15): 4611-4614.
- [23] KHAN H, HANEEF M. Birefringence in a chiral medium, via temporal cloaking[J]. *Laser Physics*, 2017, 27(5): 055201.

Optical Temporal Cloaking Based on Chiral Atomic Medium

FANG Shichao¹, ZENG Ran¹, XU Jingqiao¹, LV Xiaoyan¹,
LI Haozhen^{1,2}, YANG Shuna¹, YANG Yaping²

(1 *School of Communication Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China*)

(2 *MOE Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

Abstract: With the advancement of optical temporal cloaking, this technology has attracted increasing attention, and the related theoretical and experimental studies were intensively carried out. Unlike spatial cloaking, which controls the path of electromagnetic wave propagation by manipulating controllable electromagnetic parameters of the medium, optical temporal cloaking does not result in light deviating from its expected spatial trajectory. Instead, the optical signals is divided into leading and trailing parts, which creates a temporal cloak window that can conceal events. Typically, two light signals are either speed up or slowed down, preventing them from reaching inside the temporal cloak window and interacting with non-emitting materials, thus rendering internal events unobservable to observers. This approach, which conceals events for a limited duration rather than the object itself, has broad application prospects in many fields. In this work, we explore the implementation of optical temporal cloaking via a chiral atomic medium with a five-level structure. By enhancing the laser control field and employing a weak probe field, coherent coupling between electric dipoles and magnetic dipoles can be induced during the transition process. Alterations to the external laser field allow for the control of magnetoelectric coupling, leading to significant chirality. Within the chosen five-level chiral atomic system, the generalized expressions in terms of the parameters related to the atomic medium and the light field are derived. Subsequently, based on the group refractive index, the output light pulse were calculated. Numerical calculations were then carried out to analyze the influence of the external field and the length of atomic medium for the five-level atomic system on the width of the temporal cloak window and the intensity of the light pulses that form the window. The results show that the input pulse generates left and right circularly polarized beams through the five-level chiral atomic medium. The intensity variation of the output pulse depends on the parameter of

the external field, and the output time has different extents of advance or delay. An effective temporal window is formed within a certain parameter range. In the effective temporal window, the amplitude of the control field influences the width of the temporal window, while the phase of the control field hardly affect the window width. Furthermore, within the amplitude range of one of the two coupling fields, the temporal cloak window is nearly unaffected by that amplitude. Conversely, an increase in the amplitude of the other coupling field results in a reduction of the temporal cloak window width, while a weaker amplitude of the coupled field causes both output pulses to exhibit characteristics of speeding up. In a certain range of control field phase and coupling field phase, an effective cloaking time window can be observed, in which the optical pulse shows the opposite law to the control field phase change in the process of one of the coupling field phase change, while in the change process of the phase of the other coupling field, it shows a law similar to that of the control field phase change. As the length of the medium increases, the temporal window is gradually widened, but the intensity of the light pulse weakens due to increased loss in the medium. Therefore, it is necessary to avoid long transmission distance to ensure the effectiveness of optical temporal cloaking. Consequently, the acceleration and delay of the output pulses can be controlled effectively by manipulating the strength, phase, and detuning of the control and the coupling fields, and a significant temporal cloak window can be obtained, and this provides a tunable optical temporal cloaking scheme.

Key words: Chiral atomic medium; Magnetolectric coupling; Optical temporal cloaking; Five-level system; Quantum coherence

OCIS Codes: 270.3430; 160.1585; 230.3205