

基于自发辐射相干实现光学前驱动场

巴诺 王磊 王海华 李东飞 王丹 严立云

Optical precursors via spontaneously generated coherence

Ba Nuo Wang Lei Wang Hai-Hua Li Dong-Fei Wang Dan Yan Li-Yun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 104201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.104201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

金属目标原子晶格结构对其量子雷达散射截面的影响

Impact of metal target's atom lattice structure on its quantum radar cross-section

物理学报.2015, 64(15): 154203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154203>

相干布居数拍频信号与基态超精细子能级相干性关系的研究

Study on the relationship between coherent population beating signal and the coherence of ground-state hyperfine sublevels

物理学报.2015, 64(13): 134203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134203>

微波场作用下三能级原子系统的无反转光放大

Amplification without population inversion in tree-level system driven by an additional microwave field

物理学报.2015, 64(6): 064205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064205>

芯片原子钟相干布居囚禁谱线特性研究

Study on characteristics of coherent population trapping spectral line for chip-scale atomic clock

物理学报.2015, 64(3): 034207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034207>

Rb⁸⁷冷原子电磁感应透明吸收曲线不对称性的分析

Analysis on the absorption curve asymmetry of electromagnetically induced transparency in Rb⁸⁷ cold atoms

物理学报.2015, 64(3): 034206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034206>

基于自发辐射相干实现光学前驱动场*

巴诺^{1)†} 王磊^{2)‡} 王海华²⁾ 李东飞¹⁾ 王丹¹⁾ 严立云¹⁾

1) (吉林师范大学物理学院, 四平 136000)

2) (吉林大学物理学院, 相干光与原子分子光谱教育部重点实验室, 长春 130012)

(2015年10月8日收到; 2016年1月26日收到修改稿)

研究一个具有两个靠得足够近激发能级的双Lambda模型, 在矩形脉冲中分离出光学前驱动场. 当耦合场是大失谐时, 该原子系统在自发辐射相干效应的影响下产生一个透明窗口并伴随着陡峭的色散曲线. 因此, 由于透明窗口中的慢光效应可以使光学前驱动场从主脉冲场中分离出来. 另外, 我们通过调控脉冲波形序列研究探测场相位和幅值的累积光学前驱动波. 数值结果表明: 由于累积光前驱动场与脉冲主场的相长干涉大大地提高瞬态脉冲的能量.

关键词: 原子相干, 电磁感应透明, 自发辐射相干

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.65.104201

1 引言

在过去的几十年中, 操控介质光学性质和光子传输特性的技术已经引起广泛的关注, 因为它们的基础科学和实际应用中都具有重要价值. 在原子系统中量子相干能够产生许多有趣的现象, 其中最典型的是电磁感应透明现象(EIT)^[1,2]. 电磁感应透明是指: 当一个探测场通过一个由强耦合场相干作用的原子介质之后, 在共振处探测场的吸收将被抑制甚至消失. 利用EIT技术能够使光脉冲的群速度减小到每秒几米甚至静止^[3-5], 于是可以实现单光子的存储和释放^[6-10], 还在固体Pr:YSO中获得多通道和多频率的信息转换^[11,12]. 另外, 对于普通介质而言, 它的光学非线性非常弱并且伴随着各种线性和非线性吸收, 为了克服这个缺陷, 人们提出利用EIT机理提高Kerr非线性同时抑制各种吸收. 然而, EIT产生的原子干涉效应至少需要一个强耦合场的作用, 但是自发辐射相干(SGC)^[13,14], 在两个邻近的辐射通道中就可以产生干涉效应. SGC可导致许多现象, 如无反转光放大^[15,16], 自发

辐射变窄^[17]和增强的克尔非线性^[18], 也可以实现高效率衍射相位光栅^[19,20]和动力学可调谐光子带隙^[21]. 1914年, Sommerfield^[22]和Brillouin^[23]首次提出利用光前驱动场来解决快光传播和相对论之间的矛盾. 他们理论上指出阶梯脉冲前沿不能和介质相互作用并且由于色散介质对光脉冲具有有限的响应时间使得脉冲前沿总是以光速传播. 到目前为止, 研究者已经在理论和实验上做了大量的研究^[24-26], 并且在 γ 射线^[27]、微波^[28]、声波^[29]和光波^[24,25,30,31]中获得光前驱动场. 值得注意的是, 在过去的实验研究中光脉冲通过具有Lorentz线型的介质之后, 光前驱动场要么不能从主脉冲中分离, 要么主脉冲被介质完全吸收. 然而, 冷原子中EIT产生的慢光效应能够成功地把光前驱动场从主脉冲中分离出来^[30-34]. 光前驱动场在双量子阱^[35]和量子点^[36]分子的感应透明窗口中获得. 光前驱动场的实现具有重要应用价值, 它可以应用于生物成像^[37], 水中光通讯^[29]和光脉冲的标记^[38].

本文提出在一个具有自发辐射相干效应的四能级系统中, 通过增强Kerr非线性效应获得相干

* 国家自然科学基金(批准号: 11247201)和吉林省教育厅“十二五”科学研究项目(批准号: 20150215)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: banuo2008@163.com

‡ 通信作者. E-mail: wang_lei98@163.com

光学前驱动场. 当SGC效应存在时, 该系统能够获得大的Kerr非线性效应并伴随着零吸收, 从而可以基于慢光效应使光前驱动场从主脉冲中分离出来. 当SGC效应不存在时, 主脉冲被不透明介质完全吸收. 另外, 当脉冲的振幅和相位采用阶梯序列时, 系统能够产生累积光前驱动场.

2 理论模型

我们研究的是图1(a)所示具有自发辐射相干效应的四能级Double-Lambda型原子系统, 其

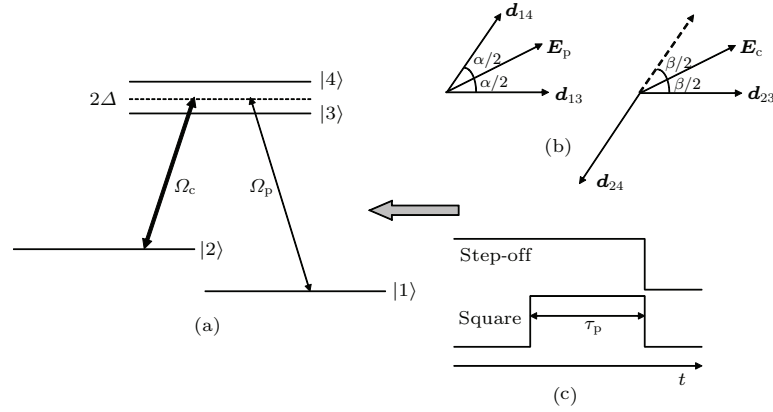


图1 (网刊彩色) (a) 具有自发辐射效应的四能级Double-Lambda模型; (b) 探测场(耦合场)与偶极矩 \mathbf{d}_{13} 和 \mathbf{d}_{14} (\mathbf{d}_{23} 和 \mathbf{d}_{24}) 之间的方向安排; (c) 在介质中传输的阶跃脉冲和方脉冲

Fig. 1. (color online) (a) Schematic diagram of a four-level Double-Lambda type system; (b) arrangement of the probe (coupling) electric fields and the relevant dipole moments \mathbf{d}_{13} and \mathbf{d}_{14} (\mathbf{d}_{23} and \mathbf{d}_{24}); (c) illustration of a step-off or square pulse propagation through this medium.

在电偶极矩和旋转波近似下, 利用自发辐射 Weisskopf-Wigner 理论, 通过求解稳态条件下概率幅的运动方程我们可以得到探测场极化率, 其表达式是

$$\chi(\Delta_p) = -B \frac{\delta(\gamma'_4 + q^2\gamma'_3 - i2q\gamma_{43}) - \Omega_c^2(q-k)^2}{\delta(\gamma_{43}^2 + \gamma'_3\gamma'_4) - \Omega_c^2(\gamma'_4 + k^2\gamma'_3 - i2k\gamma_{43})}, \quad (1)$$

其中 $B = ca_0\gamma_{21}/(2\omega_p)$, $a_0 = N_0|d_{31}|^2\omega_p/(\epsilon\epsilon_0\hbar\gamma_{21})$ 是吸收截面, N_0 是原子密度, ω_p 是探测场频率. $\gamma'_3 = (\Delta_p + \delta) + i\gamma_3$, $\gamma'_4 = (\Delta_p + \delta) + i\gamma_4$ 和 $\delta = \Delta_p - \Delta_c$, γ_3 和 γ_4 分别是原子相干衰减率. $\Delta_p = \omega_p - (\omega_{31} + \omega_{41})/2$ 分别是探测场和耦合场的失谐. 两个邻近能级 |3> 和 |4> 的频率差是 2δ . $\gamma_{43} = (p_1\sqrt{\Gamma_{31}\Gamma_{41}} + p_2\sqrt{\Gamma_{32}\Gamma_{42}})/2$ 代表两个自发辐射通道之间的交叉耦合项, 表示量子干涉效应即SGC效应, $p_1 = \mathbf{d}_{13}\mathbf{d}_{14}/|\mathbf{d}_{13}||\mathbf{d}_{14}| = \cos\alpha$ 和 $p_2 = \mathbf{d}_{23}\mathbf{d}_{24}/|\mathbf{d}_{23}||\mathbf{d}_{24}| = \cos\beta$ 与跃迁偶极矩间

中一个弱探测场作用在基态能级 |1> 和两个靠得足够近的 |3> 和 |4> 能级之间, 其拉比频率为 $\Omega_{p1} = \mathbf{E}_p\mathbf{d}_{13}/(2\hbar)$ 和 $\Omega_{p2} = \mathbf{E}_p\mathbf{d}_{14}/(2\hbar)$, 并且用一个耦合场同时作用于 |2> \leftrightarrow |3> 和 |2> \leftrightarrow |4> 跃迁之间, 对应拉比频率为 $\Omega_{c1} = \mathbf{E}_c\mathbf{d}_{23}/(2\hbar)$ 和 $\Omega_{c2} = \mathbf{E}_c\mathbf{d}_{24}/(2\hbar)$. $E_p(E_c)$ 分别表示探测场和耦合场的幅值, \mathbf{d}_{ij} 表示 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 跃迁的电偶极矩. 为简单起见, 我们假设探测场 \mathbf{E}_p 使 \mathbf{d}_{13} 和 \mathbf{d}_{14} 之间产生夹角 α , 同时图1(b)给出 \mathbf{d}_{23} 和 \mathbf{d}_{24} 是反平行关系. 我们设 $d_{13}/d_{14} = q$ 和 $d_{23}/d_{24} = k$, 则 $\Omega_{p1} = \Omega_{p2}/q = \Omega_p$ 和 $\Omega_{c1} = \Omega_{c2}/k = \Omega_c$.

的夹角有关. 当 $\mathbf{d}_{13} \parallel \mathbf{d}_{14}$ ($\mathbf{d}_{23} \parallel \mathbf{d}_{24}$) (即 $\alpha = 0$ ($\beta = 0$)) 时, 在相应衰减通道之间产生最强的量子干涉效应. 当 $\mathbf{d}_{13} \perp \mathbf{d}_{14}$ ($\mathbf{d}_{23} \perp \mathbf{d}_{24}$) (即 $\alpha = \pi/2$ ($\beta = \pi/2$)) 时, 相应跃迁通道间的SGC效应消失. 为了研究探测场和耦合场之间的非线性调制的作用, 在弱场近似下我们把探测场极化率 $\chi(\Delta_p)$ 展开关于 Ω_c 的二阶解, 表示为

$$\chi(\Delta_p) = -\frac{N_0 d_{31}^2}{\epsilon_0 \hbar} \left(\chi^{(1)} + \chi^{(3)} \Omega_c^2 \right), \quad (2)$$

式中 $\chi^{(1)}$ 和 $\chi^{(3)}$ 对应于探测场极化率的一阶线性部分和三阶交叉Kerr非线性部分, 分别为:

$$\chi^{(1)} = \frac{(\gamma'_4 + q^2\gamma'_3 - i2q\gamma_{43})}{(\gamma_{43}^2 + \gamma'_3\gamma'_4)}, \quad (3)$$

$$\chi^{(3)} = \frac{-(q-k)^2}{\delta(\gamma_{43}^2 + \gamma'_3\gamma'_4)}. \quad (4)$$

探测场采用阶梯型脉冲, 表达式是

$$E(0, t) = E_0 \Theta(\pm t), \quad (5)$$

式中 E_0 是入射光脉冲的幅值, $\Theta(\pm t)$ 是 Heaviside 函数, 其中 \pm 表示阶梯脉冲的上升沿 (+) 和下降沿 (-). 经典脉冲场在色散介质中传播通过下面积分式给出:

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int E_0(\omega_p) e^{i[k(\omega_p)L - \omega_p t]} d\omega_p, \quad (6)$$

式中 $k(\omega_p) = k_p \sqrt{1 + \chi(\omega_p)}$, $E_0(\omega_p)$ 表示入射脉冲的频谱. (6) 式可以通过快速傅里叶的方法计算. 根据文献 [30] 的分析, 输出脉冲也可以表示为

$$E(z, t) = E_{SB}(z, t) + E_M(z, t). \quad (7)$$

(7) 式中第一部分是 Sommerfeld-Brillouin 前驱场

$$E_{SB}(z, t) = E_0 J_0 \left(\sqrt{2\alpha_0 L \gamma \tau} \right) \Theta(\tau) e^{-\gamma_{21} \tau} \times e^{i(k_p z - \omega_p \tau)}, \quad (8)$$

其中 $\tau = t - z/c$, J_0 是零级一类贝塞尔函数. 第二部分是延迟主脉冲

$$E_M(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} G_{EIT}(z, t - \tau) E(0, -\tau) d\tau, \quad (9)$$

式中 $G_{EIT}(x, t)$ 是格林函数. 我们设计输入场是一系列开启和关闭的阶梯序列:

$$\frac{A_M(t)}{E_0} = \Theta(t - t_0) + \sum_{i=1}^5 (-1)^i \Theta(t - \tau_0 + t_i). \quad (10)$$

探测场通过介质之后它的累积光脉冲的幅值为

$$E = E_0 \left[1 + \sum_{i=1}^5 (-1)^i J_0 e^{-t_i^2 / (2\alpha_0 z)} \right]. \quad (11)$$

另外, 我们进一步讨论探测脉冲的相位对累积光前驱波的影响, 并且得到相位调制为

$$\frac{P_M(t)}{E_0} = e^{i\pi A_M(t)} = -2A_M(t) + 1. \quad (12)$$

3 数值结果和分析

通过数值计算我们研究 SGC 效应对探测场极化率的影响并且进一步讨论光学前驱场和主脉冲与 SGC 效应之间的关系. 由方程 (2) 和 (3) 看出, 探测场的线性和非线性极化率与 SGC 效应密切相关. 图 2 分别给出存在 SGC 效应和不存在 SGC 效

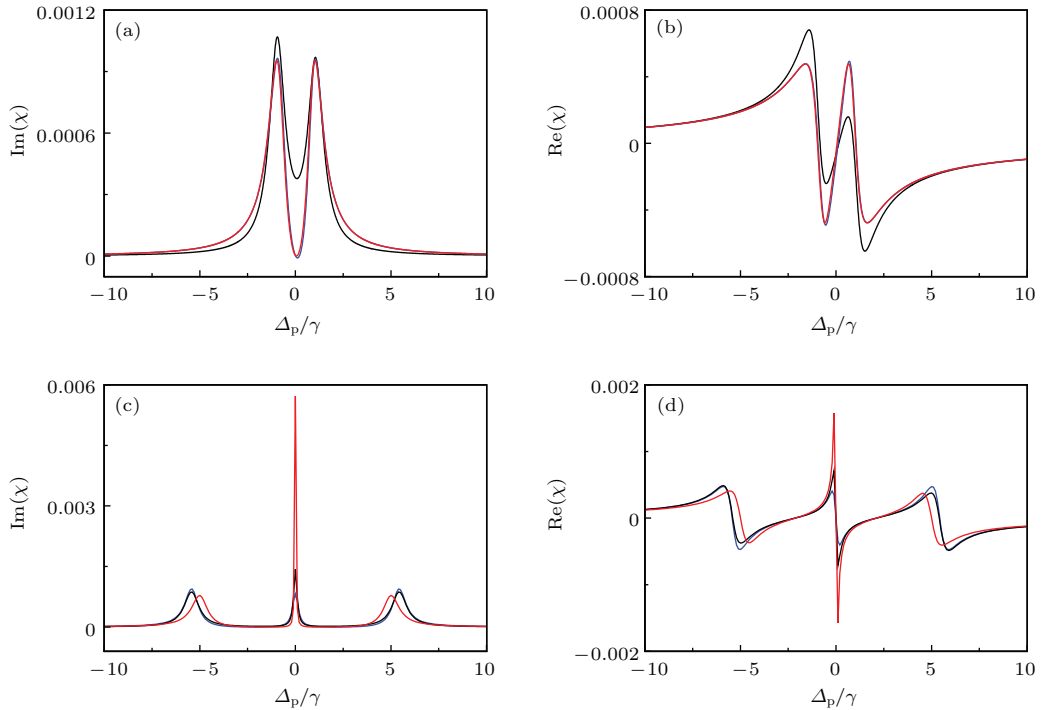


图 2 (网刊彩色) 探测场极化率的虚部 ((a), (c)) 和实部 ((b), (d)) 随失谐变化曲线, 蓝线和黑线分别表示有 SGC 效应和没有 SGC 效应情况下所有阶极化率; 红线表示只考虑一阶和三阶极化率, 相关参数为: $\Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = \gamma$, $\gamma = 3.0$ MHz, $\delta = 1.0\gamma$, $\Omega_c = 1.2\gamma$, (a), (b) $\Delta_c = 30\gamma$; (c), (d) $\Delta_c = 0$

Fig. 2. (color online) The imaginary part (a), (c) and the real part (b), (d) correspond respectively to the absorption and dispersion for the probe field. The blue and black solid lines represent the case with and without SGC when considering all-order susceptibilities. The red line displays the case of only taking into account the first- and third-order susceptibilities. $\Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = \gamma$, $\gamma = 3.0$ MHz, $\delta = 1.0\gamma$, $\Omega_c = 1.2\gamma$, (a), (b) for $\Delta_c = 30\gamma$; (c), (d) for $\Delta_c = 0$.

应下极化率的虚部和实部随失谐的变化情况. 图2(a)和(b)指出当耦合场是远共振(即 $\Delta_c > \Gamma_4$)并存在SGC效应时,在探测场共振频率处 $\Delta_p = 0$ 有一个窄的透明窗口伴随着陡峭的色散曲线.在大失谐条件下,耦合场能引起能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 发生Stark平移,从而在SGC效应的影响下使色散曲线急剧变化并伴随零吸收.另外,我们发现考虑所有阶极化率和三阶Kerr非线性极化率计算得到的吸收和色散曲线几乎完全重合(见图中蓝色实线和红色虚线).然而,如果没有SGC效应存在时,在 $\Delta_p = 0$ 处探测场将部分被吸收,吸收谱线是由两个Lorentzian曲线的非相干叠加形成.图2(c)和2(d)展示当耦合场共振时,极化率的吸收和色散变化情况;显然,无论SGC效应存在与否探测场在 $\Delta_p = 0$ 处都具有强吸收并伴随反常色散.由此可见,要想实现陡峭的正常色散曲线并伴随零吸收需要耦合场满足远共振情况.

根据上述讨论,当耦合场是远共振时,SGC效应不仅能使探测场的色散曲线变得陡峭也能强烈抑制它的吸收.因此,我们考虑具有SGC效应和不存在SGC效应两种情况下,矩形脉冲的稳态传输特性.当输入脉冲通过窄的EIT透明窗口时,由于SGC产生的慢光效应使得光学前驱场显著地超前于主脉冲场.然而,当SGC效应不存在时,介质对探测场完全不透明,于是主脉冲场被介质吸收而

只有光学前驱场产生(见图3(b)中的黑线).另外,当耦合场是共振时所产生的结果与没有SGC效应的情况一样(如图3(c)所示).

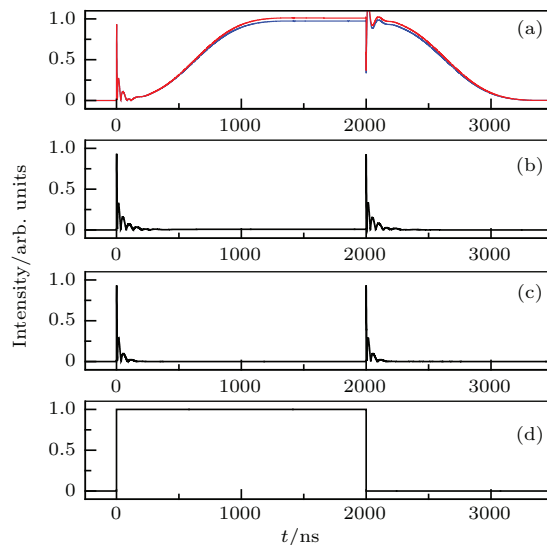


图3 (网刊彩色) (a) SGC效应存在时,矩形脉冲通过介质之后产生的光学前驱场和延迟主脉冲,蓝线对应考虑所有阶极化率,红线对应考虑一阶和三阶极化率; (b) SGC效应不存在时,矩形脉冲通过介质之后产生的前驱场; (c) 考虑耦合场共振情况; (d) 入射的矩形脉冲
Fig. 3. (color online) (a) The optical precursors signal and delayed main pulse for all-order susceptibilities (blue solid line) and for the first-and third-order susceptibilities (red solid line) with SGC and (b) without SGC; (c) the optical precursor for resonant coupling field $\Delta_c = 0$ with SGC; (d) the input square pulse.

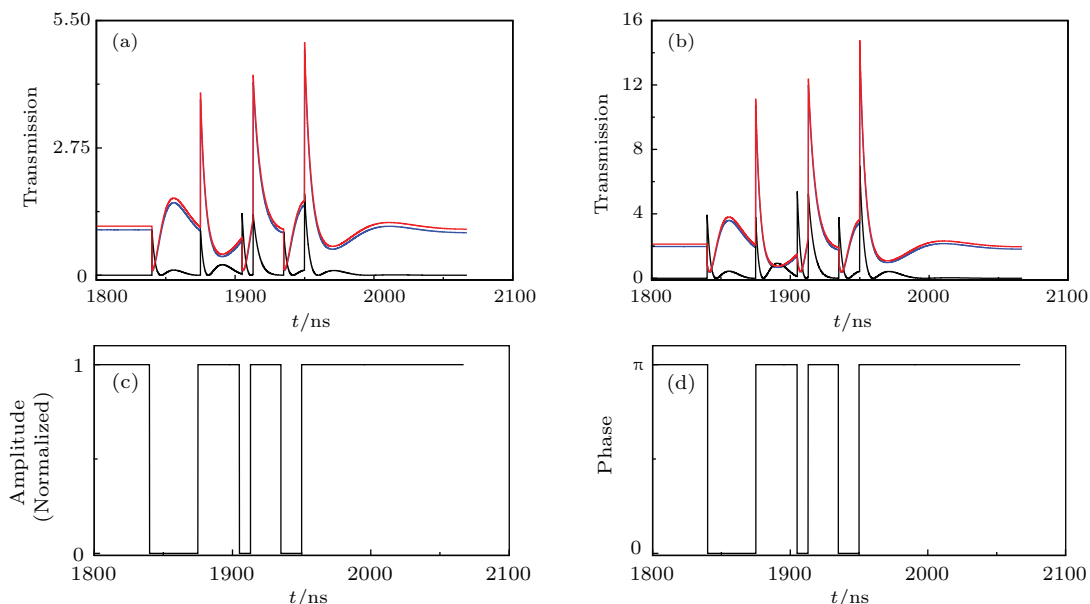


图4 (网刊彩色) (a) 当脉冲的振幅采用阶梯序列时,系统产生累积光前驱场; (b) 当脉冲的相位采用阶梯序列时,系统产生累积光前驱场; (c) 和 (d) 分别是入射脉冲场的振幅和相位随时间的调制波形
Fig. 4. (color online) (a) The transmission of a weak probe pulse with sequenced on-off step amplitude modulation; (b) the transmission of a weak probe pulse with sequenced on-off step phase modulation; (c) the applied amplitude modulation waveform; (d) the applied phase modulation waveform.

下面, 我们利用FFT方法研究具有阶梯序列的振幅调制和相位调制而产生的累积光前驱动场. 图4中黑线表明, 当SGC效应不存在时, 主脉冲场被完全吸收, 而来自于六次累积光前驱动场导致具有高透射峰值的瞬态脉冲产生. 然而, 当SGC效应出现时, 对于振幅调制而言, 由于主脉冲场与累积光前驱动场之间的相长干涉使得输出场的峰值是输入场的4.5倍. 然后, 我们考虑相位调制, 与振幅调制相比相位调制能使探测场的透射峰急剧增大, 使输出场的峰值是输入场的14倍. 在图4(a)和图4(b)中, 通过比较计算所有阶极化率(蓝色实线)和三阶Kerr非线性(红色实线)发现两种曲线几乎一致. 因此, 可以得出结论: 累积前驱动场主要是由非线性调制所致. 由参考文献[25, 26]给出前驱动场幅值主要有两部分决定, 一部分是与介质没有相互作用的透射成分, 而另一部分则是与介质非线性相互作用产生的慢光; 当入射探测场的振幅和相位随时间变化如图4(c)和图4(d)所示时, 它在传播过程中产生的慢光成分与无相互作用的透射成分, 经过多次相互干涉叠加使得累积前驱动场的透射峰增强. 根据(12)式可知, 由相位调制产生透射峰的强度远大于由振幅调制产生的强度, 因此, 在探测场关断阶段利用相位调制可以有效地增强透射峰即实现强的累积光前驱动场.

4 结 论

总之, 我们研究在双Lamder模型中, 基于SGC效应获得光前驱动场和累积光前驱动场. 当耦合场是共振时, 由于相消干涉导致探测场吸收增大; 然而, 当耦合场是大失谐时, 由于SGC效应使得探测场产生陡峭的正常色散曲线并伴随零吸收. 因此, 由于EIT窗口的慢光效应使得光前驱动场从主脉冲中分离出来. 另外, 通过设计入射场的振幅或相位为一系列的阶梯型脉冲, 可以获得累积光学前驱动场. 并且通过数值模拟之后发现: 对于振幅调制情况, 输出场的峰值是入射场的4.5倍; 而对于相位调制而言, 输出场的峰值是入射场的10倍. 我们预期上述结果能够在光通讯和医疗成像等方面有重要应用价值.

参考文献

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

[2] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633

[3] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594

[4] Turukhin A V, Sudarshanam V S, Shahriar M S, Musser J A, Ham B S, Hemmer P R 2001 *Phys. Rev. Lett.* **88** 023602

[5] Jiang Q C, Liu C, Liu J H, Zhang J X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 094208 (in Chinese) [姜其畅, 刘超, 刘晋宏, 张俊香 2015 物理学报 **64** 094208]

[6] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490

[7] Bajcsy M, Zibrov A S, Lukin M D 2003 *Nature* **426** 638

[8] Longdell J J, Fraval E, Sellars M J, Manson N B 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 063601

[9] Zhang X H, Bao Q Q, Zhang Y, Su M C, Cui C L, Wu J H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 054209

[10] Yan Y, Li S J, Tian L, Wang H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 014205 (in Chinese) [闫妍, 李淑静, 田龙, 王海 2016 物理学报 **65** 014205]

[11] Wang X X, Sun J X, Sun Y H, Li A J, Chen Y, Zhang X J, Kang Z H, Wang L, Wang H H, Gao J Y 2015 *Chin. Phys. B* **24** 074204

[12] Wang L, Luo M X, Sun J X, Sun Y H, Chen Y, Wei X G, Kang Z H, Wang H H, Gao J Y 2015 *Chin. Phys. B* **24** 064205

[13] Menon S, Argarwal G S 1998 *Phys. Rev. A* **57** 4014

[14] Paspalakis E, Knight P L L 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 293

[15] Wu J H, Gao J Y 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063807

[16] Zhang B, Liu Z X, Xu W C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 164207 (in Chinese) [张冰, 刘志学, 徐万超 2013 物理学报 **62** 164207]

[17] Zhu S Y, Chan R C F, Lee C P 1995 *Phys. Rev. A* **52** 710

[18] Xu W H, Wu J H, Gao J Y 2004 *Eur. Phys. J. D* **30** 137

[19] Wan R G, Kou J, Jiang L, Jiang Y, Gao J Y 2011 *Phys. Rev. A* **83** 033824

[20] Ba N, Wang L, Wu X Y, Liu X J, Wang H H, Cui C L, Li A J 2013 *Appl. Opt.* **52** 4264

[21] Yao Y P, Zhang T Y, Kou J, Wan R G 2013 *Phys. Lett. A* **377** 1416

[22] Sommerfeld A 1914 *Ann. Phys.* **349** 177

[23] Brillouin L 1914 *Ann. Phys.* **349** 203

[24] Falcon E, Laroche C, Fauve S 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 064502

[25] Jeong H, Dawes A M C, Gauthier D J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 143901

[26] Lynch F J, Holland R E, Hamermesh M 1960 *Phys. Rev.* **120** 513

[27] Pleshko P, Palocz I 1969 *Phys. Rev. Lett.* **22** 1201

[28] Varoquaux E, Williams G A, Avenel O 1986 *Phys. Rev. B* **34** 7617

- [29] Choi S H, Österberg U L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 193903
- [30] Wei D, Chen J F, Loy M M T, Wong G K L, Du S W 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093602
- [31] Chen J F, Jeong H, Feng L, Loy M M T, Wong G K L, Du S W 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 223602
- [32] Jeong H, Du S W 2009 *Phys. Rev. A* **79** 011802
- [33] Chen J F, Wang S, Wei D, Loy M M T, Wong G K L, Du S W 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033844
- [34] Du S, Belthangady C, Kolchin P, Ying G Y, Harris S E 2008 *Opt. Lett.* **33** 2149
- [35] Peng Y D, Niu Y P, Qi Y H, Yao H F, Gong S Q 2011 *Phys. Rev. A* **83** 013812
- [36] Peng Y D, Yang A H, Li D H, Zhao X H, Jiang L, Zhang L Y 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1343
- [37] Richard A, John P, Richard M 1989 *J. Opt. Soc. Am. A* **6** 1441
- [38] Bao Q Q, Fang B, Yang X, Cui C L, Wu J H 2014 *J. Opt. Soc. Am. B* **31** 62

Optical precursors via spontaneously generated coherence*

Ba Nuo^{1)†} Wang Lei^{2)‡} Wang Hai-Hua²⁾ Li Dong-Fei¹⁾ Wang Dan¹⁾ Yan Li-Yun¹⁾

1) (*Institute of Physics, Jilin Normal University, Siping 136000, China*)

2) (*Key Laboratory of Coherence Light, Atomic and Molecular Spectroscopy of the Ministry of Education, College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

(Received 8 October 2015; revised manuscript received 26 January 2016)

Abstract

Optical precursors were first studied by Sommerfeld and Brillouin in 1914 to resolve the apparent contradictions between fast light propagation and the theory of relativity. They showed theoretically that the front edge of a step-modulated pulse does not interact with the medium and always travels at c because the dispersive material has a finite response time to the optical pulse. The past experimental studies of precursors in classical pulse propagation were always focused on an opaque medium with single or multiple Lorentz absorption lines. In these cases, the precursor signal cannot be separated from the main pulse or otherwise the main field is absorbed. However, the electromagnetically induced transparency (EIT) technique was successfully used to separate precursors from the main pulse due to the slow-light effect in cold atoms. The EIT refers to the absorption suppression or elimination of a probe field through atomic coherence in a certain medium dressed by a strong coupling field. In this paper, a four-level double-lambda atomic system with two upper states coupled to the excited state is explored to separate optical precursors from a square-modulated laser pulse with the effect of spontaneously generated coherence (SGC). The SGC effect occurs in the process of spontaneous emission, in which the atom decays from closely placed upper levels to a single ground level. The quantum interference between the decay channels takes place, which leads to decay induced transparency, thus enhancing the Kerr nonlinearity and amplification without inversion. With the assistance of spontaneously generated coherence, an EIT window appears with steep normal dispersion when the trigger field is far from resonance. Then we can obtain the optical precursors which are separated from the main pulse due to the slow-light effects in the EIT window. In the absence of SGC, the main pulse is absorbed by an opaque medium with Lorentz absorptive lines, so the slow-light effect could not take place. In addition, we obtain the stacked optical precursors with the input probe field amplitude or phase modulated by designing a series of square pulses. For the amplitude modulation case, the peak power reaches about 4.5 times that of the input pulse. With the phase modulation we obtain a transient pulse with a peak power of 14 times that of the input, as a result of constructive interference between the stacked precursors and main field. We expect these findings to be instructive in devising optical devices for optical communication, detection and medical imaging among other applications.

Keywords: atomic coherence, electromagnetically induced transparency, spontaneously generated coherence

PACS: 42.50.Gy, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.65.104201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11247201) and the Twelfth Five-Year Program for Science and Technology of Department of Jilin Province, China (Grant No. 20150215).

† Corresponding author. E-mail: banuo2008@163.com

‡ Corresponding author. E-mail: wang_lei98@163.com