

压缩真空中的电磁诱导透明^{*}

吕纯海¹⁾ 谭磊^{1)2)†} 谭文婷¹⁾

1)(兰州大学理论物理研究所, 兰州 730000)

2)(兰州大学磁学与磁性材料教育部重点实验室, 兰州 730000)

(2010年2月3日收到; 2010年5月5日收到修改稿)

从主方程出发, 通过解析求解密度矩阵非对角元, 研究了压缩真空中 Λ 型三能级原子的电磁诱导透明现象 (EIT). 研究表明: EIT 显著地依赖于相干光场的相位、压缩真空的压缩强度和压缩相位. Λ 型三能级原子不但有电磁诱导透明和慢光速现象, 而且还会表现出对探测光的增益、快光速和反向光速效应; 且 Λ 型三能级原子对探测光场的吸收和增益与探测光强度有关, 这与普通真空中不同.

关键词: 压缩真空, 电磁诱导透明, 增益

PACS: 42.50.Nn, 42.65.-k, 32.80.Qk

1. 引言

电磁诱导透明 (EIT) 是一种由原子能级跃迁的相干相消所引起的非线性效应. 自它由理论^[1]提出并在实验^[2]上成功验证以来, 便成为研究光与物质相互作用的重要课题^[3-5], 比如光速的调控、信息的储存^[6-8]以及激光物理^[9]等. 在近 20 年的发展过程中, 人们已经在各种介质^[10-12]和波段^[13]下探索了 EIT 的效应, 并把原子系统从典型的三能级^[1,14,15]推广到了四能级^[16-18]、五能级^[19]等情况, 并发现了一些新的效应. 最近, 关于电磁诱导透明中的孤子行为也有报道^[20]. 但在这些研究中, 原子系统所处的环境都只是热库场或普通真空, 对于系统所处的环境是压缩库场的情况, 尚未见文献报道.

由于压缩光场的双光子关联^[21], 使得其相对于热光场、相干态光场在其中一个正交分量上有较小的不确定度, 在另一个正交分量上, 则表现出比相干态光场和热光场较大的不确定度. 这使得压缩光在精确测量^[22] (引力波的测量) 和提高通信中信号的信噪比^[23]方面有着很大的应用. 同时, 压缩光场与原子的相互作用, 也会表现出特有的性质.

Gardiner^[24]的研究发现, 压缩真空中的二能级原子相位的衰减, 在其中一正交分量上会受到抑制, 而在另一正交分量上则会加强. Ritsch 等^[25]和 Carmichael 等^[26]在研究压缩真空中二能级原子共振吸收时, 发现了探测光吸收光谱的线宽小于普通真空的情况. 在国内, 关于压缩真空对原子的激光冷却^[27,28]和量子纠缠^[29-33]等的影响也做了一定研究. 日本 Akamatsu 等^[34,35]实现了以压缩真空作为探测光场的 EIT, 并观察到了相应的慢光速效应. 然而, 理论上对压缩真空中原子系统 EIT 还未有深入的研究.

基于此, 本文将研究压缩真空中 Λ 型三能级原子的 EIT 及其相关现象. 考虑两个统计独立的宽带压缩真空^[36], 从 Born-Markov 近似下^[37,38]给出的主方程^[39]出发, 通过解析求解系统稳态时的密度矩阵元, 利用数值和图示法分析体系中各种参数对 EIT 的影响. 研究表明: 在压缩真空中, 原子既可能有一般的 EIT 和慢光速现象, 同时还会出现对探测光场的增益、快光速以及反向光速效应. 另外, 原子对探测光场的吸收和增益会受到探测光强度的影响. 对比在实验上降低光的群速度的机制发现, 背景场为压缩真空时其能力要远远高于普通真空时的情形.

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10704031)、国家基础科学人才培养基金 (批准号: J0630313)、兰州大学理论物理与数学纯基础科学基金 (批准号: LZU05001) 和甘肃省自然科学基金 (批准号: 3ZS061-A25-035) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: tanlei@lzu.edu.cn

2. 模型及其求解

考虑一个 Λ 型三能级原子, 一束弱探测光场 E_p, ω_p 与原子的 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级间电偶极矩耦合, 失谐为 Δ_1 ; 然后用另一束强控制光场 E_c, ω_c 与原子的 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级间电偶极矩耦合, 失谐为 Δ_2 (图 1). 整个系统处于两个统计独立的宽带压缩真空中^[36], 其中心频率分别与原子两个跃迁能级近共振. 在 Schrödinger 绘景中哈密顿量为

$$H = H_S + H_R + H_{RS}, \quad (1)$$

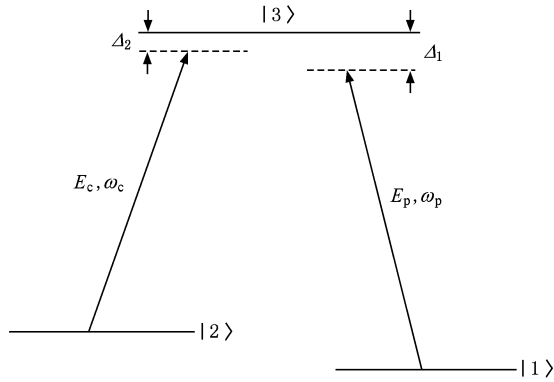


图 1 Λ 型三能级原子

其中, $H_S = H_A + H_I$ 为原子与相干光场系统的哈密顿量.

$$H_A = \sum_{i=1}^3 \hbar E_i |i\rangle\langle i|,$$

在旋波近似下, 原子与相干光场相互作用哈密顿量为

$$\begin{aligned} H_I = & -\frac{1}{2} i \hbar \Omega_c \{ |3\rangle\langle 2| \exp(-i\omega_c t) \\ & + |2\rangle\langle 3| \exp(i\omega_c t) \} \\ & -\frac{1}{2} i \hbar \Omega_p \{ |3\rangle\langle 1| \exp(-i\omega_p t) \\ & + |1\rangle\langle 3| \exp(i\omega_p t) \}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $|i\rangle\langle j|$ ($i \neq j$) 表示原子由能级 $|j\rangle$ 到能级 $|i\rangle$ 的跃迁算符, $|i\rangle\langle i|$ 表示原子在能级 $|i\rangle$ 上的布居; $\Omega_c = \mu_{32} E_c / \hbar, \Omega_p = \mu_{31} E_p / \hbar$ 分别为原子与控制光场和探测光场相互作用的 Rabi 频率, μ_{32} 和 μ_{31} 为原子的电偶极矩.

H_R 为压缩真空的哈密顿量^[37],

$$H_R = \hbar \sum_{\lambda} \omega_{\lambda} a_{\lambda}^{\dagger} a_{\lambda}, \quad (3a)$$

其中, $a_{\lambda}^{\dagger}$ 和 a_{λ} 表示频率为 ω_{λ} 的模式所对应的光子产

生与湮灭算符, $\lambda \equiv (\mathbf{k}, s)$ 标记波矢和极化.

H_{RS} 表示原子与压缩真空的相互作用哈密顿量,

$$\begin{aligned} H_{RS} = & -\frac{i\hbar}{2} \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda}^{(1)} \{ |3\rangle\langle 1| \exp(-i\omega_{\lambda} t) \\ & + |1\rangle\langle 3| \exp(i\omega_{\lambda} t) \} \\ & -\frac{i\hbar}{2} \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda}^{(2)} \{ |3\rangle\langle 2| \exp(-i\omega_{\lambda} t) \\ & + |2\rangle\langle 3| \exp(i\omega_{\lambda} t) \}, \end{aligned} \quad (3b)$$

其中,

$$\Omega_{\lambda}^{(1)} = (\mu_{31} \hat{\mathbf{e}}_{\lambda}) \left(\frac{2\omega_{\lambda}}{\hbar \varepsilon_0 V} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\Omega_{\lambda}^{(2)} = (\mu_{32} \hat{\mathbf{e}}_{\lambda}) \left(\frac{2\omega_{\lambda}}{\hbar \varepsilon_0 V} \right)^{\frac{1}{2}},$$

代表单光子 Rabi 频率, $\hat{\mathbf{e}}_{\lambda}$ 是对应模式的极化矢量.

原子同时与两个统计独立的压缩真空相互作用, 与 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级跃迁耦合的中心频率为 ω_{s1} 的压缩真空满足如下关系:

$$\begin{aligned} \langle a_{\lambda} a_{\mu}^{\dagger} \rangle_1 &= N_1(\omega_{\lambda}) + 1 \quad \omega_{\lambda} = \omega_{\mu}, \\ \langle a_{\lambda}^{\dagger} a_{\mu} \rangle_1 &= N_1(\omega_{\lambda}) \quad \omega_{\lambda} = \omega_{\mu}, \\ \langle a_{\lambda} a_{\mu} \rangle_1 &= M_1(\omega_{\lambda}) \quad \omega_{\lambda} + \omega_{\mu} = 2\omega_{s1}, \\ \langle a_{\lambda}^{\dagger} a_{\mu}^{\dagger} \rangle_1 &= M_1^*(\omega_{\lambda}) \quad \omega_{\lambda} + \omega_{\mu} = 2\omega_{s1}. \end{aligned} \quad (4)$$

与 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级跃迁耦合的中心频率为 ω_{s2} 的压缩真空满足如下关系:

$$\begin{aligned} \langle a_{\lambda} a_{\mu}^{\dagger} \rangle_2 &= N_2(\omega_{\lambda}) + 1 \quad \omega_{\lambda} = \omega_{\mu}, \\ \langle a_{\lambda}^{\dagger} a_{\mu} \rangle_2 &= N_2(\omega_{\lambda}) \quad \omega_{\lambda} = \omega_{\mu}, \\ \langle a_{\lambda} a_{\mu} \rangle_2 &= M_2(\omega_{\lambda}) \quad \omega_{\lambda} + \omega_{\mu} = 2\omega_{s2}, \\ \langle a_{\lambda}^{\dagger} a_{\mu}^{\dagger} \rangle_2 &= M_2^*(\omega_{\lambda}) \quad \omega_{\lambda} + \omega_{\mu} = 2\omega_{s2}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中, $|M_i(\omega_{\lambda})|^2 \leq N_i(\omega_{\lambda})(N_i(\omega_{\lambda}) + 1)$, $i = 1, 2$, 等号在压缩真空为最小不确定态时成立. $N_i(\omega_{\lambda})$ 代表第 i 个压缩真空中, 模式为 ω_{λ} 的平均光子数. 复参量 $M_i(\omega_{\lambda}) = M_i(2\omega_{si} - \omega_{\lambda}) = |M_i(\omega_{\lambda})| \exp(i\varphi_{si})$ 代表模式 ω_{λ} 与 $2\omega_{si} - \omega_{\lambda}$ 之间的双光子关联, 而 $|M_i(\omega_{\lambda})|$ 则是压缩强度的度量, φ_{si} 表示相应压缩真空的压缩相位. 对于确定的平均光子数 $N_i(\omega_{\lambda})$, $|M_i(\omega_{\lambda})|$ 越大, 光场的压缩强度也就越大. 为方便表示, 以下将 $|M_i(\omega_{\lambda})|$ 和 $N_i(\omega_{\lambda})$ 简记为 M_i 和 N_i .

在 Born-Markov 近似下^[37,38], 可以导出 Schrödinger 绘景下密度矩阵算符的主方程^[39]

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = -\frac{i}{\hbar} [H_S, \rho] + L_1 \rho + L_2 \rho, \quad (6)$$

其中

$$\begin{aligned} L_i \rho = & \frac{\Gamma_i}{2}(N_i + 1)(2\sigma_i \rho \sigma_i^\dagger - \sigma_i^\dagger \sigma_i \rho - \rho \sigma_i^\dagger \sigma_i) \\ & + \frac{\Gamma_i}{2}N_i(2\sigma_i^\dagger \rho \sigma_i - \sigma_i \sigma_i^\dagger \rho - \rho \sigma_i \sigma_i^\dagger) \\ & - \Gamma_i M_i \sigma_i^\dagger \rho \sigma_i^\dagger \exp(-2i\omega_{si}t - i\phi_i) \\ & - \Gamma_i M_i \sigma_i \rho \sigma_i \exp(2i\omega_{si}t + i\phi_i) \\ & (i = 1, 2), \end{aligned} \quad (7)$$

$\sigma_1 = |1\rangle\langle 3|$, $\sigma_1^\dagger = |3\rangle\langle 1|$; $\sigma_2 = |2\rangle\langle 3|$, $\sigma_2^\dagger = |3\rangle\langle 2|$ 为原子的跃迁算符. Γ_1 和 Γ_2 分别代表普通真空中原子从能级 $|3\rangle$ 到能级 $|1\rangle$, $|2\rangle$ 的自发辐射速率. 相位 $\phi_1 = 2\phi_p - \varphi_{s1}$, $\phi_2 = 2\phi_c - \varphi_{s2}$, 其中 ϕ_p 和 ϕ_c 分别为探测光场和控制光场的相位. 为便于讨论, 我们考虑两个相干光场的相位取 $\phi_p = \phi_c = \phi_L$, 两个压缩真空的压缩相位取 $\varphi_{s1} = \varphi_{s2} = \varphi_s$, 则 $\phi_1 = \phi_2 = \phi$. 另外 $N_1 = N_2 = N$, $M_1 = M_2 = M$, $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$, 并进一步假设相位取 $\phi = 0$ 和 $\phi = \pi$ 两种情况, 从而, 可以得到原子密度矩阵元所满足的 Bloch 方程

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} = & \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{31} - \rho_{13}) + (N + 1)\rho_{33} - N\rho_{11}, \\ \dot{\rho}_{22} = & \frac{i}{2}\Omega_c(\rho_{32} - \rho_{23}) + (N + 1)\rho_{33} - N\rho_{22}, \\ \dot{\rho}_{11} + \dot{\rho}_{22} + \dot{\rho}_{33} = & 0, \\ \dot{\rho}_{31} = & \frac{i}{2}[\Omega_p\rho_{21} + \Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33})] \\ & + (i\Delta_1 - 1.5N - 1)\rho_{31} \\ & \pm M\rho_{13}\exp(-2i(\omega_{s1} - \omega_p)t), \\ \dot{\rho}_{32} = & \frac{i}{2}[\Omega_p\rho_{12} + \Omega_c(\rho_{22} - \rho_{33})] \\ & + (i\Delta_2 - 1.5N - 1)\rho_{32} \\ & \pm M\rho_{23}\exp(-2i(\omega_{s2} - \omega_c)t), \\ \dot{\rho}_{21} = & \frac{i}{2}[\Omega_c\rho_{31} - \Omega_p\rho_{23}] + (i\Delta_1 - i\Delta_2 - N)\rho_{21}, \\ \rho_{13} = & \rho_{31}^*, \rho_{23} = \rho_{32}^*, \rho_{12} = \rho_{21}^*, \end{aligned} \quad (8)$$

其中, 非对角矩阵元 $\rho_{31}, \rho_{32}, \rho_{21}$ 及其共轭已经取成其缓变函数的形式^[3,5]

$$\begin{aligned} \rho_{ii} = & \langle i | \rho | i \rangle, \\ \rho_{31} = & \langle 3 | \rho | 1 \rangle \exp(-i\omega_p t - i\phi_p), \\ \rho_{32} = & \langle 3 | \rho | 2 \rangle \exp(-i\omega_c t - i\phi_c), \\ \rho_{21} = & \langle 2 | \rho | 1 \rangle \exp(i\omega_c t - i\omega_p t + i\phi_c - i\phi_p), \end{aligned} \quad (9)$$

并且 $\Omega_c, \Omega_p, \Delta_1, \Delta_2, t$ 都对 Γ 做了约化. M 前面取正号时表示相位 $\phi = 2\phi_L - \phi_s = 0$, 取负号时表示相

位 $\phi = 2\phi_L - \phi_s = \pi$, ϕ_L 和 ϕ_s 分别代表相干光场(探测光和控制光)的相位和压缩真空的压缩相位.

从 Bloch 方程(8)可以看出, 由于压缩真空与原子的相互作用, 密度矩阵元 ρ_{31}, ρ_{13} 之间以及 ρ_{32}, ρ_{23} 之间出现了直接耦合, 而且还与相位 ϕ 有关. 当 $M = 0$ 时, 这种耦合消失, 只是通过 $\dot{\rho}_{11}$ 和 $\dot{\rho}_{22}$ 的微分方程间接耦合起来. 为了便于讨论问题, 假设每一个压缩真空的中心频率都与相应光场的频率相同, 即 $\omega_{s1} - \omega_p = 0, \omega_{s2} - \omega_c = 0$, 则 Bloch 方程(8)存在稳态解. 在计算中, 假设 $\Delta_2 = 0$, 并记 Δ_1 为 Δ . 在此, 我们认为第一个压缩真空的中心频率 ω_{s1} 随探测光场频率 ω_p 一起变化在实验上是可行的. 因为 Akamatsu 等^[34,35] 已经实现了压缩真空作为探测光的 EIT 实验, 那么同时调谐第一个压缩真空中心频率和另一束相干的探测光场也是可行的. 当没有探测光, 只有强控制光场时, 由于自发辐射的影响, 稳态时原子的布居将会全部转移到基态能级 $|1\rangle$ 上, 此时 $\rho_{32} = \rho_{23} = 0$; 在压缩真空中, 这一结果仍然成立, 其详细讨论可以参考文献[36]. 在 EIT 中, 探测光的强度很弱, 一般比控制光强度小 2—4 个数量级^[2,11,34,35], 它对原子布居数几乎没有影响, 因此我们可以作近似 $\rho_{11} = 1, \rho_{22} = \rho_{33} = 0$. 在这种近似下, $|\rho_{32}| \ll 1, |\Omega_p| \ll 1, \dot{\rho}_{11}$ 和 $\dot{\rho}_{22}$ 所满足的微分方程组可近似取为:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} = & (N + 1)\rho_{33} - N\rho_{11}, \\ \dot{\rho}_{22} = & (N + 1)\rho_{33} - N\rho_{22}. \end{aligned} \quad (10)$$

因此, 若 EIT 系统所处的环境为普通真空, 密度矩阵元 ρ_{31}, ρ_{13} 之间以及 ρ_{32}, ρ_{23} 之间没有耦合; 若是压缩真空, 则将会通过 M 直接耦合起来. 在二能级原子自发辐射中^[24], 正是由于这种直接耦合, 导致了原子极化的两个正交分量以不同的速率衰减: 其中一个分量的衰减被抑制, 而另一个则被加强. 同样, 在本文里, 这种直接耦合将极大地改变 EIT 的性质, 并出现一些新的效应. 在 Bloch 方程(8)中取 $\dot{\rho}_{ij} = 0$, 便可求得密度矩阵元的稳态解

$$\rho_{31} = \frac{(\Delta + iN)(\pm 2MN - \frac{\Omega_p^2}{2})/\Omega_p + \Omega_c^2 \Omega_p N(N - i\Delta)/F}{K_1 + iK_2}, \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} F = & 8(1.5N \pm M + 1)(\Delta^2 + N^2), \\ K_1 = & -\Omega_c^2/4 + \Delta^2 - N(1.5N \pm M + 1), \\ K_2 = & \Delta(1.5N \pm M + 1), \end{aligned} \quad (12)$$

式中 M 前取正号时表示相位 $\phi = 0$, 取负号时表示

相位 $\phi = \pi$. 由关系 $\mu_{31} N_A \rho_{31} = \varepsilon_0 \chi E_p$, 其中 N_A 为原子数密度(简便起见, 令 $\mu_{31}^2 N_A / \varepsilon_0 \hbar = 1$), 可以得

到原子介质中线性极化率 $\chi = \chi' + i\chi''$ 的实部和虚部分别为

$$\chi' = \frac{\left(\frac{\pm 2MN - \Omega_p^2/2}{\Omega_p^2} F\Delta - \Omega_c^2 N^2 \right) K_1 + \left(\frac{\pm 2MN - \Omega_p^2/2}{\Omega_p^2} FN - \Omega_c^2 N\Delta \right) K_2}{F(K_1^2 + K_2^2)},$$

$$\chi'' = \frac{\left(\frac{\pm 2MN - \Omega_p^2/2}{\Omega_p^2} FN - \Omega_c^2 N\Delta \right) K_1 - \left(\frac{\pm 2MN - \Omega_p^2/2}{\Omega_p^2} F\Delta - \Omega_c^2 N^2 \right) K_2}{F(K_1^2 + K_2^2)}, \quad (13)$$

当 $M = N = 0$ 时, (11) 式化简为

$$\chi' = \frac{\Delta(\Omega_c^2/4 - \Delta^2)}{\Delta^2 + (\Omega_c^2/4 - \Delta^2)},$$

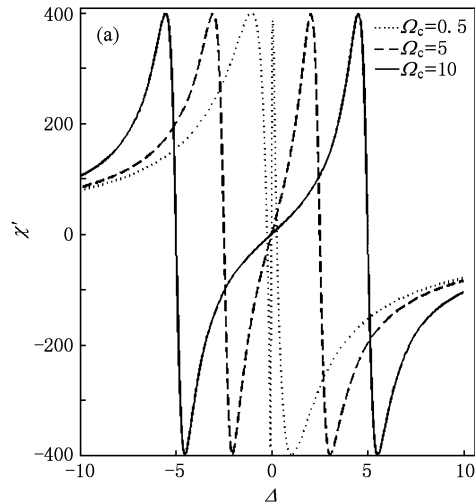
$$\chi'' = \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + (\Omega_c^2/4 - \Delta^2)}, \quad (14)$$

这与普通真空结果相同. 对比 (13) 和 (14) 式可以看出, 压缩真空中原子极化率与相位 ϕ 、压缩真空的压缩强度 M 以及探测光 Rabi 频率 Ω_p 有关. 由于 χ' 和 χ'' 分别对应着原子对探测光的色散和吸收, 考虑 χ' 和 χ'' 的性质, 即可对色散和吸收的性质作分析. 群速度由公式

$$V_g = c / \left(1 + \frac{\omega}{2} \frac{d\chi'}{d\omega} \bigg|_{\Delta=0} \right) \quad (15)$$

给出, 分析 χ' 随失谐 Δ 的变化趋势, 便可以定性地给出群速度的性质

$$\frac{d\chi'}{d\omega} \bigg|_{\Delta=0} > 0 \quad (V_g < c) \text{ 慢光速}$$



$$-\frac{2}{\omega} \bigg|_{\Delta=0} < \frac{d\chi'}{d\omega} \bigg|_{\Delta=0} < 0 \quad (V_g > c) \text{ 快光速}$$

$$\frac{d\chi'}{d\omega} \bigg|_{\Delta=0} < -\frac{2}{\omega} \bigg|_{\Delta=0} \quad (V_g < 0) \text{ 反向光速}$$

在 (14) 式中, 极化率随失谐的函数关系只有一个可调参数, 控制光拉比频率 Ω_c ; 而在引入压缩真空后的 (13) 式, 可调参数又增加了相位 ϕ 、压缩真空的压缩强度 M 、平均光子数 N 以及探测光的拉比频率 Ω_p , 其中相位 $\phi = 2\phi_L - \phi_s$ 可以通过调节相干光场相位 ϕ_L 和压缩真空的压缩相位 ϕ_s 得到. 因此, 在压缩真空情况下, EIT 的可调参数更多, 其物理效应也就更丰富.

3. 压缩真空中 EIT 和增益

首先, 我们研究压缩真空中控制光强度对 EIT 的影响. 图 2 表示在不同控制光 Rabi 频率下 ($\Omega_c =$

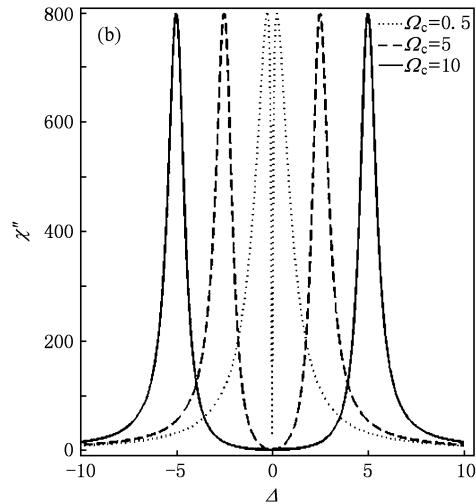


图 2 不同控制光强度下的 EIT ($N = 0.002, M = 0.002, \Omega_p = 0.0001$, 相位 $\phi = \pi$. $\Omega_c, \Omega_p, \Delta$ 均以普通真空中自发辐射速率 Γ 为单位) (a) χ' - Δ 图, (b) χ'' - Δ 图

0.5, 5, 10), 极化率两分量随失谐 Δ 的变化, 其中相位 $\phi = \pi$. 可以看出, 控制光越强, EIT 的线宽越大. 而且对应的吸收曲线呈现出 Autler-Townes 双峰. 因为 $N \ll 1$, 所以吸收峰的线宽即为普通真空中原子自发辐射所造成的自然线宽. 这可以从缀饰态理论解释, 当强控制光与 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级间电偶极矩耦合时, 会使得原子能级发生 Rabi 分裂, 在共振时其能级分裂的大小即为控制光 Rabi 频率 Ω_c 的大小, 这也正和图中所显示的 Autler-Townes 双峰的间距所对应. 另外, 从色散曲线可以看出, 控制光强度越大, 共振附近 χ' 随失谐的变化率 $\left. \frac{d\chi'}{d\omega} \right|_{\Delta=0}$ 越大, 光的群速度也就越慢. 因此, 在压缩真空中同样可以实现慢光速, 达到对光速的控制. 所有这些现象都与普通真空中的现象类似^[1,3].

但是, 由于双光子关联造成(8)式中矩阵元的直接耦合, 压缩真空中的 EIT 还有其他更丰富的物理效应. 下面我们对压缩真空与普通真空的 EIT 现象作一对比. 图 3 是在同一组探测光和控制光参数下, 针对压缩真空 $N = M = 0.002$ (图 3(a), (b)) 和普通真空 $M = N = 0$ (图 3(c), (d)), 各自极化率随失谐 Δ 的变化曲线, 其中相位 $\phi = \pi$. 从图中可以看出, 压缩真空并不会改变 EIT 窗口的大小和

Autler-Townes 双峰的位置. 这是因为, 压缩真空的存在, 主要影响原子的极化效应; 而对于三能级原子来说, EIT 的各种现象来源于原子两个跃迁途径之间的相干相消, 主要受控制光 Rabi 频率的调制. 两种真空情况下的控制光参数一致, 那么其表现出来的 EIT 窗口以及缀饰态的 Autler-Townes 双峰, 也就自然相同. 但是从极化率的变化范围来看, 压缩真空中的极化率的数值要比普通真空大 3 个数量级 (图 3(b) 和 (d) 所示), 在同样条件下, 压缩真空中吸收峰的高度是普通真空的近 1600 倍, 原子对探测光的吸收远大于普通真空情形; 同时, 对比图 3(a) 和 (c) 的色散曲线, 压缩真空中的 $\left. \frac{d\chi'}{d\omega} \right|_{\Delta=0}$ 也比普通真空大近 1600 倍, 在压缩真空中实现对光的群速度的控制, 其能力要远远大于普通真空. 到目前为止, 通过实验 EIT 效应已经成功地把光的群速度降低到 17 m/s^[12]. 如果我们把背景场换为压缩真空, 在其他参数保持不变的情况下, 对比图 3(a) 和 (c) 的数值结果可以看出, 压缩真空中光的群速度可以降低到 1.1 cm/s (17/1600 m/s) 或更低, 大大提高对光的群速度的控制能力. 这对拓展 EIT 在光的群速度调控和量子信息储存方面的应用研究有很大帮助.

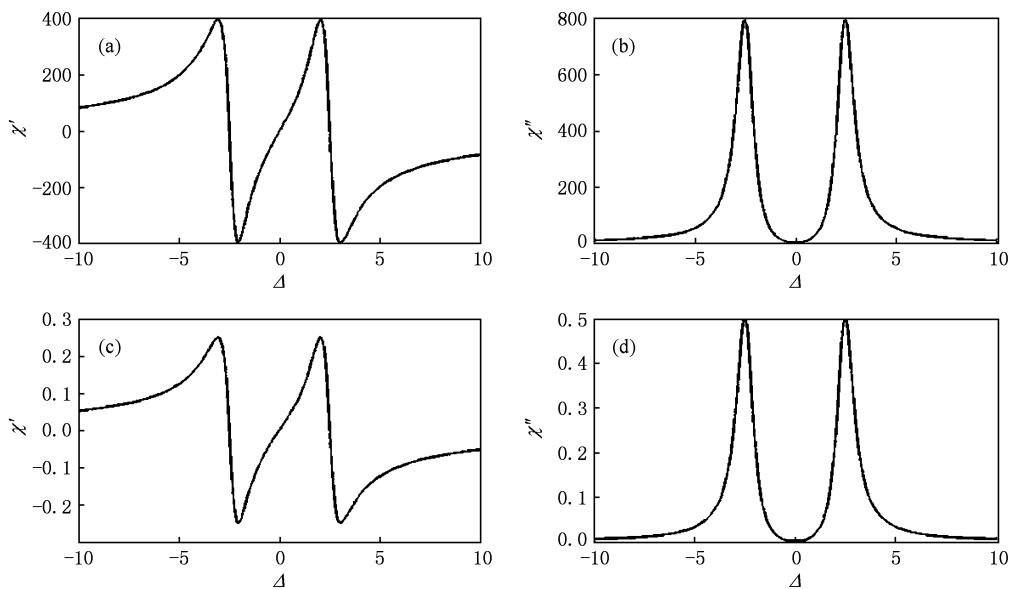


图 3 不同真空下的 EIT (a), (b) 为压缩真空 $N = M = 0.002$, $\phi = \pi$; (c), (d) 为普通真空 $M = N = 0$ ($\Omega_p = 0.0001$, $\Omega_c = 4$, $\Omega_c, \Omega_p, \Delta$ 均以普通真空中自发辐射速率 Γ 为单位)

图 4 给出的是相位 $\phi = \pi$ 时, EIT 曲线在不同探测光强度下 ($\Omega_p = 0.0002, 0.00015, 0.0001$) 的

性质. 当系统的环境由普通真空换为压缩真空后, 极化率两分量随探测光 Rabi 频率增大而减小. 从曲

线的演变可以看出,慢光速和吸收峰的高度都对探测光 Rabi 频率 Ω_p 的变化极其敏感. EIT 的这些相关效应受到探测光本身强度 (Rabi 频率大小) 的调制, 在普通真空中是不会出现的, 为压缩真空所特有. 对比 (13) 和 (14) 式, 正因为压缩真空的存在, $M = N = 0.002$, Bloch 方程 (8) 式中原子密度矩阵元之间出现耦合, 极化率才与探测光强度有关. 而当 $M = N = 0$ 时, 回到普通真空, 即 (14) 式, 极化率完全独立于探测光光强. 在同样的控制光强度下 ($\Omega_c = 4$), 对于普通真空情况, 原子介质对探测光的吸收系数不大于 0.5 (图 3(d)); 而在压缩真空中 (图 3

(b)), 其最大值接近 800. 由图 4(b) 中吸收峰随 Ω_p 的变化规律可知, 通过适当调节探测光的强度, 其吸收峰的高度还会更大. 这使得压缩真空中的 EIT 窗口更加明显. 除此之外, 压缩真空的压缩强度 M 的变化同样会对 EIT 产生影响. 从图 5 显示的是在不同压缩强度下 ($M = 0.001, 0.0015, 0.002$), 极化率随失谐 Δ 的函数曲线, 其中相位 $\phi = \pi$. 从图 5 中可以看出, 压缩强度越大, 原子对探测光的吸收越强 (图 5(b)); 同时, 探测光场在共振附近的色散性质, 即探测光的群速度也极大地依赖于 M 的取值 (图 5(a)). 其效应类似于探测光强度的影响.

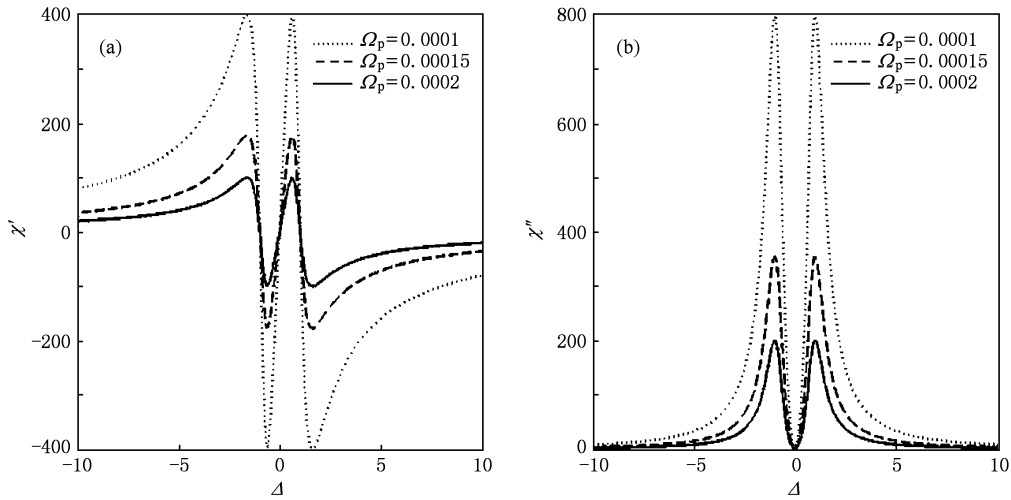


图4 不同探测光强度下的 EIT ($N = M = 0.002, \Omega_c = 2$, 相位 $\phi = \pi$. $\Omega_c, \Omega_p, \Delta$ 均以普通真空中自发辐射速率 Γ 为单位) (a) $\chi' - \Delta$ 图, (b) $\chi'' - \Delta$ 图

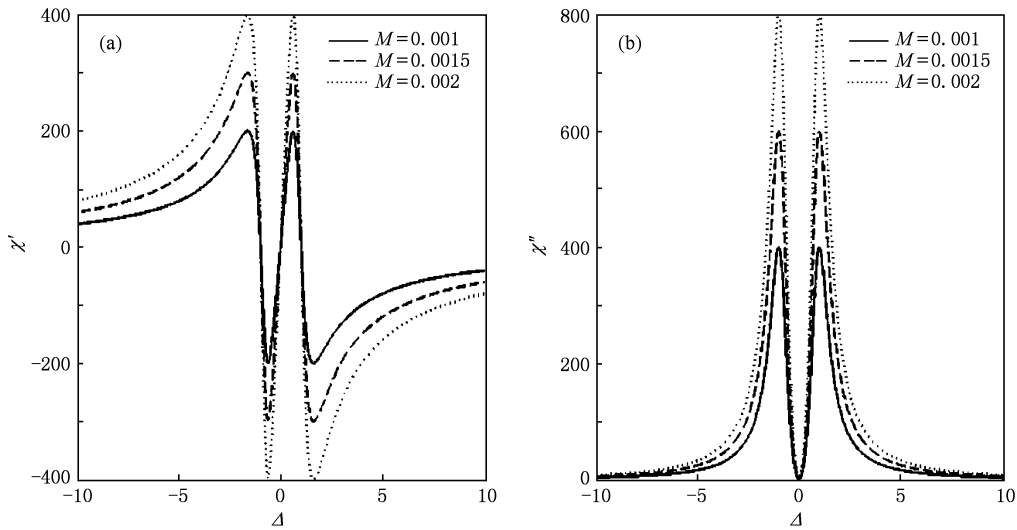


图5 不同压缩强度下的 EIT ($\Omega_p = 0.0001, \Omega_c = 2, N = 0.002, \phi = \pi$. $\Omega_c, \Omega_p, \Delta$ 均以普通真空中自发辐射速率 Γ 为单位) (a) $\chi' - \Delta$ 图, (b) $\chi'' - \Delta$ 图

不同相位下 ($\phi = 0, \pi$) 极化率随失谐 Δ 的变化如图 6 所示. 相干光相位和压缩真空的压缩相位将直接影响到 EIT 与探测光增益 (吸收系数 $\chi'' < 0$) 之间的转变 (图 6(b)). 当 $\phi = 0$ 时, 对应的吸收系数则会反转, 变为负值. 也就是说, 探测光场在原子介质中不但不会被吸收, 相反, 还会被增益. 由图 6(a) 中 χ' 的变化趋势可知, 探测光的色散的变化率由正变为负, 光的群速度将出现反向光速、甚至快光速现象. 从而, 调节压缩强度和相位, 能够实现由慢光到快光, 再到反向光速的转换. 而且由图 6 可以看出, 两种情况下的极化率图像几乎都有各自关于

$\chi' = 0$ 和 $\chi'' = 0$ 的对称: 图 6(b) 中, 在共振附近探测光的增益趋于零, 而在原有的 Autler-Townes 双峰位置, 其增益则为最大; 在色散性质方面, 图 6(a) 所显示的曲线也关于 $\chi' = 0$ 近乎对称. 相位 $\phi = 2\phi_L - \phi_s$ 由相干光相位 ϕ_L 和压缩真空的压缩相位 ϕ_s 共同决定, 调节 ϕ_L 或 ϕ_s 都可以改变 ϕ 的取值 (0 或 π). 在普通真空中, EIT 不会受到探测光场相位的调制. 而这里正是由于 (8) 式中压缩真空双光子关联 M 的出现, 导致压缩真空中 EIT 或增益受探测光相位的调制, 在本文里, 即为调节 ϕ_L, ϕ_s 使得 ϕ 等于 0 或 π .

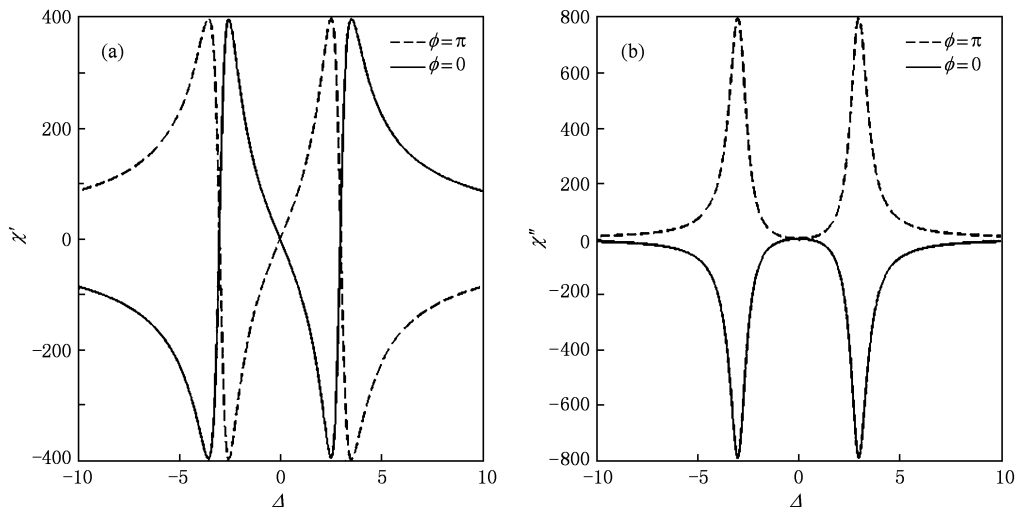


图 6 EIT 和增益 (相位 $\phi = \pi$ 对应着 EIT (虚线), $\phi = 0$ 对应着增益 (实线) $\Omega_p = 0.0001, \Omega_c = 2, N = M = 0.001$. $\Omega_c, \Omega_p, \Delta$ 均以普通真空中自发辐射速率 Γ 为单位) (a) χ' — Δ 图, (b) χ'' — Δ 图

如图 7 所示, 当 $\phi = 0$ 时, 光的群速度以及增益都会受到其他参数的调制. 其中图 7(a), (c) 分别为色散性质随探测光强度和压缩强度的变化, 据此可以对探测光的群速度做定性分析. 图 7(a) 中 $\left. \frac{d\chi'}{d\omega} \right|_{\Delta=0}$ 随探测光 Rabi 频率增大而增大, 图 7(c) 中 $\left. \frac{d\chi'}{d\omega} \right|_{\Delta=0}$ 随压缩真空压缩强度增大而减小. 由于此时 $\left. \frac{d\chi'}{d\omega} \right|_{\Delta=0} < 0$, 群速度可以是反向光速或快光速, 增大探测光的强度或减小压缩真空压缩强度, 便能实现群速度由反向光速到快光速的转变. 探测光的这种增益、反向光速和快光速效应, 对于普通真空情况也有可能出现, 例如 Λ 型中原子电偶极矩为负值^[40], 或者原子能级为 V 型^[14,15] 的情形. 但是, 它们的机理并不相同. 文献[40]中是由于电偶极矩

μ_{31} 为负值, 由关系式 $\mu_{31} N_A \rho_{31} = \epsilon_0 \chi E_p$ 可知 χ 的符号必定取反, 从而表现出上述效应; 在 V 型三能级原子中, 此类效应是由于两个激发能级有大的布居所引起的^[14]; 在本文里, 则是由于压缩真空的双光子关联造成原子的两个不同跃迁分量的耦合所致. 而且, 前两种情况下的这些效应并不会与探测光的强度和相位有关, 这也是压缩真空中与普通真空之间最大的区别.

上面的结果并不难理解. 因为对于给定的 M, N 和 Ω_c , 当 $\Omega_p \ll 1$ 时, 极化率可以简化为:

$$\begin{aligned} \chi' &= \frac{\mp 2MN(\Delta K_1 + NK_2)}{(K_1^2 + K_2^2)\Omega_p^2}, \\ \chi'' &= \frac{\mp 2MN(K_1N - K_2\Delta)}{(K_1^2 + K_2^2)\Omega_p^2}, \end{aligned} \quad (16)$$

由于在压缩真空中 M 和 N 都较小, K_1, K_2 可以近似

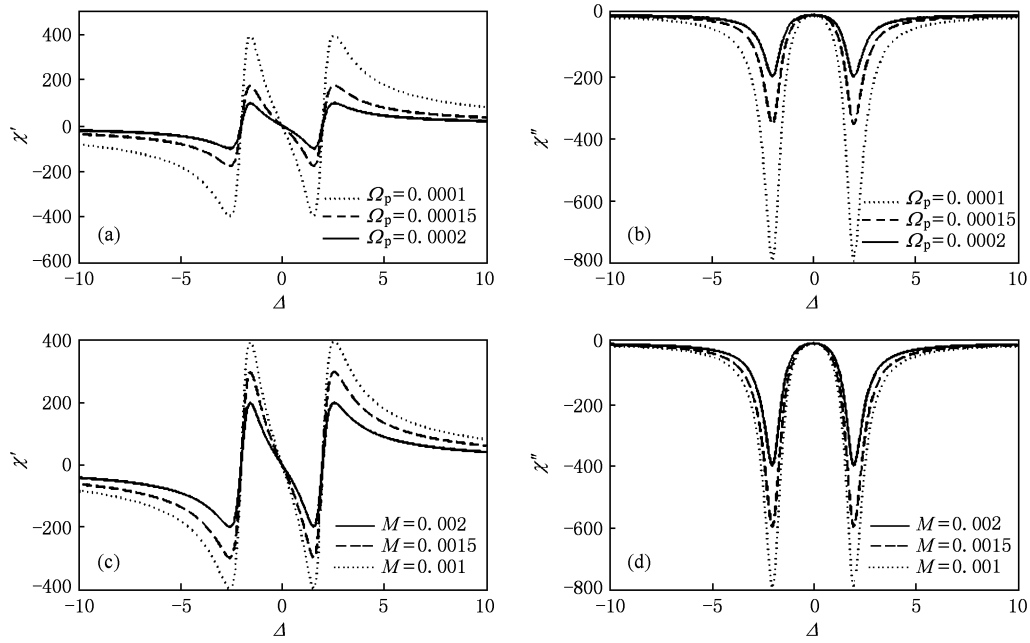


图7 相位 $\phi = 0$ 时,原子介质对探测光的色散和增益 (a),(b)为不同探测光强度下的 $\chi', \chi''-\Delta$ 图,其他参量分别为: $N = M = 0.002, \Omega_c = 4$; (c),(d)为不同压缩强度下 $\chi', \chi''-\Delta$ 图,其中 $\Omega_p = 0.0001, \Omega_c = 4, N = 0.002$ ($\Omega_c, \Omega_p, \Delta$ 均以普通真空中自发辐射速率 Γ 为单位)

为 $K_1 = -\Omega_c^2/4 + \Delta^2, K_2 = \Delta$. 由此可以看出,在这种极限下,极化率的分量与压缩强度 M 成正比,与探测光 Rabi 频率 Ω_p^2 成反比. 极化率的正负直接取决于 M 前的符号:当 $\phi = \pi$ 时, M 前取负号,系统表现为 EIT 性质;当 $\phi = 0$ 时, M 前取正号,系统表现为增益、快光速和反向光速的性质. 其中相位 $\phi = 2\phi_L - \phi_s$, ϕ_L 和 ϕ_s 分别代表相干光场的相位和压缩真空的压缩相位.

另外,在上面的分析中平均光子数 N 很小,由

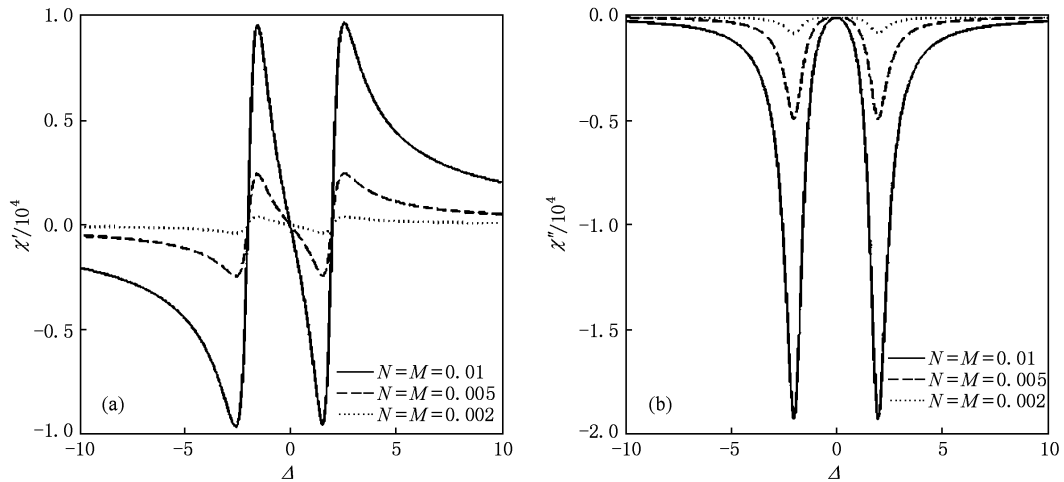


图8 不同平均光子数下探测光的色散和增益 ($\Omega_p = 0.0001, \Omega_c = 2, \phi = 0$, 对于每一组数据都有 $M = N$, 表示压缩真空处于最大压缩强度. $\Omega_c, \Omega_p, \Delta$ 均以普通真空中自发辐射速率 Γ 为单位) (a) $\chi'-\Delta$ 图, (b) $\chi''-\Delta$ 图

图8可知,当平均光子数 N 增大时,对极化率的影响也很明显,这与(16)式的结果相符. 因此,压缩真空的平均光子数 N ,也可以明显地对探测光的吸收、增益以及群速度进行调制. 最后,必须指出,上面针对(15)式的讨论需要在合适的平均光子数 N 下才有意义. 因为本文中探测光 Rabi 频率 $\Omega_p \approx 10^{-4}$,并非无穷小量,所以在压缩真空为最大压缩强度 $M = N(N+1)$ 下,平均光子数应该满足 $N \gg \Omega_p$ 使得(13)式中 $2MN - \Omega_p^2/2 \approx 2MN$ 得以成立,从而

得到(16)式,使得上述基于(16)式的定性分析得以成立.

4. 结 论

本文主要研究了 Λ 型三能级原子在两个统计独立的压缩真空中的 EIT 现象. 在一定的近似下,我们得到了密度矩阵元的解析表达式,并由此可以得到探测光在原子介质中的极化率. 实验上,控制光场的强度一般比探测光强度大 2—4 个数量级,因此这种近似是合理的. 由于极化率的实部和虚部分别描述原子介质对光场的色散和吸收性质,因此可以由此分析原子对探测光场传播性质的影响.

从结果可以看出,相对于普通真空来说,压缩

真空与原子的相互作用使得探测光在介质中除了具有 EIT 性质外,还使探测光具有增益、快光速和反向光速的性质. 首先,探测光的相位和压缩真空的压缩相位将直接影响到系统的性质:对于 $\phi = 0$, 原子对探测光呈现出增益以及快光速和反向光速的效应;对于 $\phi = \pi$,则是一般的 EIT 和慢光速效应. 其次,在压缩真空中原子对探测光场的吸收、增益和群速度与光场本身的强度有关. 另外,EIT 的相关效应,受压缩真空的压缩度影响,压缩强度越大,吸收或增益越明显,光的群速度也受到调制. 这些效应都是压缩真空与原子之间相互作用性质造成的. 相对于普通真空来说,压缩真空中降低光速的能力,要远远高于普通真空.

-
- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
 - [2] Bollor K J, Imamolu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
 - [3] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
 - [4] Schmidt H, Imamoglu A 1996 *Opt. Lett.* **21** 1936
 - [5] Wang F Y, Shi B S, Lu X S, Guo G C 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1793
 - [6] Matsko A B, Kocharovskaya O, Rostovtsev Y, Welch A S Z G R, Scully M O 2001 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **46** 191
 - [7] Fleischhauer M, Lukin M D 2002 *Phys. Rev. A* **65** 022314
 - [8] Eisaman M D, Andre A, Massou F, Fleischhauer M, Zibrov A S, Lukin M D 2001 *Nature (London)* **413** 273
 - [9] Bagayev S N, Vasilév V V, Egorov V S, Lebedev V N, Mekhov I B, Moroshkin P V, Fedorov A N, Chekhonin I A 2005 *Laser Phys.* **15** 975
 - [10] Xu Q F, Sandhu S, Povinelli M L, Shakya J, Fan S H, Lipson M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 123901
 - [11] Turukhin A V, Sudarshanam V S, Shahriar M S, Musser J A, Ham B S, Hemmer P R 2001 *Phys. Rev. Lett.* **88** 023602
 - [12] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature (London)* **397** 594
 - [13] Buth C, Santra R, Young L 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 253001
 - [14] Wu Y, Yang X X 2005 *Phys. Rev. A* **71** 053806
 - [15] Li Y Y, Hou X, Bai J T, Yan J F, Gan C L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2885
 - [16] Zhang L S, Li X L, Wang J, Yang L J, Feng X M, Li X W, Fu G S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4921 (in Chinese) [张连水、李晓莉、王健、杨丽君、冯晓敏、李晓苇、傅广生 2008 物理学报 **57** 4921]
 - [17] Zheng J, Liu Z D, Zeng F H, Fang H J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4219 (in Chinese) [郑军、刘正东、曾福华、方慧娟 2008 物理学报 **57** 4219]
 - [18] Du Y J, Ge G K 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 0375 (in Chinese) [杜英杰、葛国库 2008 光学学报 **28** 0375]
 - [19] Hou B P, Wang S J, Yu W L, Sun W L 2006 *Phys. Lett. A* **352** 462
 - [20] She Y C, Wang D L, Ding J W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3198 (in Chinese) [余彦超、王登龙、丁建文 2009 物理学报 **58** 3198]
 - [21] Walls D F 1983 *Nature (London)* **306** 141
 - [22] Grangier P, Slusher R E, Yurke B, LaPorta A 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2153
 - [23] Saleh B E, Teich M C 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2656
 - [24] Gardiner C W 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 1917
 - [25] Ritsch H, Zoller P 1987 *Opt. Commun.* **64** 523
 - [26] Carmichael H J, Lane A S, Walls D F 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2539
 - [27] Tan L, Zhang Q, Wang Z C 2005 *Acta Opt. Sin.* **25** 1277 (in Chinese) [谭磊、张琴、汪志诚 2005 光学学报 **25** 1277]
 - [28] Tan L, Zang X F, Li J P, Liu L W, Ding C Y 2008 *J. Phys. Jpn.* **77** 044704
 - [29] Huang Y X, Zhao P Y, Huang X, Zhan M S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 0075 (in Chinese) [黄燕霞、赵朋义、黄熙、詹明生 2004 物理学报 **53** 0075]
 - [30] Wen J J, Shao X Q, Jin X R, Zhang S, Yeon K H 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1618
 - [31] Wang F Q, Zhang Z M, Liang R S, 2009 *Chin. Phys. B* **18** 597
 - [32] Xu X X, Hu L Y, Fan H Y, 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5139
 - [33] Xiang S H, Shao B, Song K H, 2009 *Chin. Phys. B* **18** 418
 - [34] Akamatsu D, Akiba K, Kozuma M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 203602

- [35] Akamatsu D, Yokoi Y, Arikawa M, Nagatsuka S, Tanimura T, Furusawa A, Kozuma M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 153602
- [36] Joshi A, Puri R P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 2025
- [37] Walls D F, Milburn G J 1995 *Quantum Optics* (Berlin: Springer-Verlag) pp91—97, pp208—210, pp225—227
- [38] Louisell W H 1973 *Quantum Statistical Properties of Radiation* (New York: Wiley) pp331—368
- [39] Ferguson M R, Ficek Z, Dalton B J 1995 *J. Mod. Opt.* **42** 679
- [40] Zhou F X, Niu Y P, Gong S Q 2009 *J. Chem. Phys.* **131** 034105

Electromagnetically induced transparency in squeezed vacuum^{*}

Lü Chun-Hai¹⁾ Tan Lei^{1)2)†} Tan Wen-Ting¹⁾

¹⁾ (Institute of Theoretical Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

²⁾ (Key Laboratory for Magnetism and Magnetic Materials of Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

(Received 3 February 2010; revised manuscript received 5 May 2010)

Abstract

We studied the electromagnetically induced transparency, where the three-level atom of Λ -type is put in two statistically independent squeezed vacuums. We start from the master equation containing the decay of the atom to the squeezed vacuums, and solve the non-diagonal density matrix element analytically, finding that it is strongly dependent on the squeezing degree and the phase of the squeezed vacuum. There is also a dependence on the intensity and phase of the probe beam, which would not appear in the normal vacuum case. By coupling with squeezed vacuums, the atom would not only experience electromagnetically induced transparency and slow group velocity, but also induce a fast group velocity, backward group velocity and a gain in the probe light field. Besides, the absorption and gain can be modulated by the intensity of probe light.

Keywords: squeezed vacuum, electromagnetically induced transparency, light gain

PACS: 42.50.Nn, 42.65.-k, 32.80.Qk

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10704031), the National Science Foundation for Fostering Talents in Basic Research of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. J0630313), the Fundamental Research Fund for Physics and Mathematics of Lanzhou University, China (Grant No. LZU05001), and the Natural Science Foundation of Gansu Province, China (Grant No. 3ZS061-A25-035).

[†] Corresponding author. E-mail: tanlei@lzu.edu.cn