

电磁感应透明介质中非线性法拉第偏转*

余彦超^{1)2)†} 张蔚曦¹⁾ 王登龙²⁾

1)(铜仁学院物理与电子科学系,铜仁 554300)

2)(湘潭大学物理系,量子工程与微纳能源技术湖南省普通高等学校重点实验室,湘潭 411105)

(2010年8月25日收到;2010年9月18日收到修改稿)

利用多重尺度法,解析地研究了V型五能级超冷原子电磁感应透明介质中弱的线偏振探测光的传播特性.结果表明,仅考虑系统的线性效应,随着耦合光强度的增加,介质对探测光的吸收迅速减少,而探测光的传播速度逐渐增加,但比真空中的光速要低若干个数量级.同时发现,在相同的外加磁场下探测光的非线性法拉第偏转方向与线性法拉第偏转相反,且偏转角更大.这说明电磁感应透明介质中探测光的法拉第偏转主要是由系统的非线性效应调控.

关键词: 电磁感应透明, 非线性法拉第偏转

PACS: 42.50.Gy, 42.65.Sf

1. 引言

1845年法拉第发现当线偏振光在介质中传播时,若在平行于光的传播方向上加一强磁场,则光振动方向将发生偏转,偏转方向取决于介质性质和磁场方向,这一现象后来被称为法拉第效应或磁致旋光效应^[1].利用法拉第效应可用于光谱研究分析碳氢化合物结构^[2],在激光技术中也可用来隔离反射光^[3].处于外磁场作用下的电子运动总附加一定旋转的拉莫尔进动,当光的传播方向相反时,偏振面偏转角方向不倒转,所以法拉第效应是非互易效应.这种非互易的本质在微波通信和光通信中有着广阔的应用前景,因此受到研究者的广泛关注^[4,5].目前这一领域的主要工作仅考虑系统的线性效应的影响^[6-10].这主要是因为传统非共振光学介质(如玻璃等)中,非线性效应非常微弱;而能激发强非线性效应的谐振原子和分子介质系统,由于存在共振吸收,当线偏振光在其中传播时光信号很快会被介质吸收.这使得系统中所呈现出的非线性法拉第效应非常微弱,且常温下传统谐振光学介质中所产生的多普勒展宽效应抑制住法拉第效应.近年来,随着原子冷却技术的发展,人们发现利用冷原

子系统可抑制介质的多普勒展宽^[11],如Wojciechowski等^[12]于2010年在100 μK的低温下,长度约为1 mm的⁸⁵Rb原子云中成功观测到信号光偏振面的非线性法拉第偏转角约为0.1 rad,由于实验的温度相当低,这有效地抑制了⁸⁵Rb原子的热运动,从而有效地抑制了系统的多普勒展宽,但信号光被共振吸收的现象依然存在.据我们所知,超冷原子电磁感应透明(EIT)介质能在得到显著非线性效应的同时也能抑制介质对光的吸收,还可利用原子气的超低温有效抑制多普勒展宽^[13-24].这为研究非线性法拉第效应提供了一种理想的介质^[25].因此,本文利用多重尺度方法,研究在外加磁场作用下的V型五能级超冷原子EIT介质中,一束弱的线偏振探测光所发生的非线性法拉第偏转.

2. V型五能级原子系统

为了研究EIT介质中的法拉第偏转,我们在此构建了V型五能级超冷原子系统如图1所示,它与一束较弱的脉冲型探测光(频率为 ω_p)和两束较强的连续型耦合光(频率为 $\omega_{a(b)}$)发生相互作用.由于探测光的传播方向平行于外加磁场方向,因此可

* 国家自然科学基金(批准号:10674113)、量子工程和微纳能源技术湖南省普通高等学校重点实验室基金(批准号:09QNT05)和铜仁学院科研计划(批准号:TS1009, TR054)资助的课题.

† E-mail: sheycxu@sina.com

以分解为左旋偏振光和右旋偏振光两部分,它们具有相同的中心频率,并分别与能级跃迁 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ 耦合,控制光 $\Omega_{a(b)}$ 与能级跃迁 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ ($|2\rangle \rightarrow |4\rangle$) 耦合. 整个系统处于与入射探测光平行的外加磁场中,在磁场作用下次能级由于塞曼效应会产生 $\Delta = 2\mu_B gB/\hbar$ 的能级差别,其中 μ_B 为玻尔磁子, g 为朗道因子.

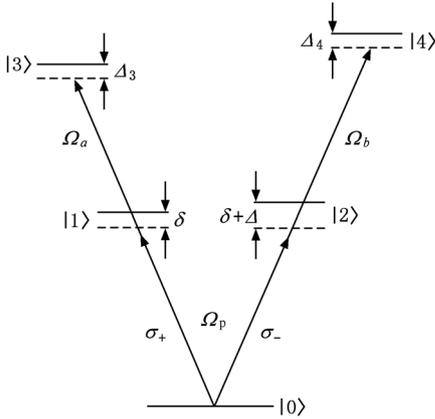


图1 V型五能级冷原子系统 探测光(半拉比频率 Ω_p)的两个偏振分量 (σ_+ 和 σ_-) 及耦合光(半拉比频率 $\Omega_{a(b)}$) 分别与能级跃迁 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ ($|0\rangle \rightarrow |2\rangle$) 和 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ ($|2\rangle \rightarrow |4\rangle$) 耦合, Δ_j ($j = 2, 3, 4$) 为失谐量,其中 $\Delta_1 = \delta$, $\Delta_2 = \delta + \Delta$

系统的外加光电场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & (\mathbf{e}_+ \varepsilon_{p1} + \mathbf{e}_- \varepsilon_{p2}) \exp[i(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r} - \omega_p t)] \\ & + \mathbf{e}_a \varepsilon_a \exp[i(\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r} - \omega_a t)] \\ & + \mathbf{e}_b \varepsilon_b \exp[i(\mathbf{k}_b \cdot \mathbf{r} - \omega_b t)] + \text{c. c.}, \end{aligned}$$

其中 $\mathbf{e}_{+(-)}$ 和 $\mathbf{e}_{a(b)}$ 分别是包络为 $\varepsilon_{p1(p2)}$ 的探测光场的两个偏振态 $\sigma_{+(-)}$ 及包络为 $\varepsilon_{a(b)}$ 的耦合光场的单位矢量, c. c. 表示复共轭. 描述原子概率幅与探测光场运动的麦克斯韦-薛定谔方程可写为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + id_1 \right) A_1 + i\Omega_{p1} A_0 + i\Omega_a^* A_3 = 0, \quad (1a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + id_2 \right) A_2 + i\Omega_{p2} A_0 + i\Omega_b^* A_4 = 0, \quad (1b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + id_3 \right) A_3 + i\Omega_a A_1 = 0, \quad (1c)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + id_4 \right) A_4 + i\Omega_b A_2 = 0, \quad (1d)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_{p1} = -i\kappa_{01} A_0^* A_1, \quad (1e)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \Omega_{p2} = -i\kappa_{02} A_0^* A_2. \quad (1f)$$

这里的 A_j 表示 $|j\rangle$ 的原子布居概率幅, $|A_0|^2 + |A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2 = 1$; $\Omega_{p1(p2)} = -(\mathbf{p}_{10(20)} \cdot \mathbf{e}_{+(-)}) \varepsilon_{p1(p2)}/\hbar$ 和 $\Omega_{a(b)} = -(\mathbf{p}_{31(42)} \cdot \mathbf{e}_{a(b)}) \varepsilon_{a(b)}/\hbar$ 分别是探测光场和耦合光场的半拉比频率; $d_j = \Delta_j - i\gamma_j$ ($j = 1, 2, 3, 4$), 其中 Δ_j 和 γ_j 为失谐量和 $|j\rangle$ 态的衰减率, $\Delta_1 = \delta$, $\Delta_2 = \delta + \Delta$; 传播系数为 $\kappa_{01} = N_a |\mathbf{p}_{01} \cdot \mathbf{e}_+|^2 \omega_p / (2\hbar \varepsilon_0 c)$, $\kappa_{02} = N_a |\mathbf{p}_{02} \cdot \mathbf{e}_+|^2 \omega_p / (2\hbar \varepsilon_0 c)$, 其中 \mathbf{p}_{01} (\mathbf{p}_{02}) 表示从 $|0\rangle$ 跃迁至 $|1\rangle$ ($|2\rangle$) 的电偶极矩阵元, N_a 和 c 分别表示原子数密度和真空中的光速. 系统的极化强度 $P = N_a (p_{01} c_0^* c_1 + p_{02} c_0^* c_2 + p_{13} c_1^* c_3 + p_{24} c_2^* c_4 + \text{c. c.})$. 在推导方程(1)的过程中,为了简化,我们已假设耦合光场足够强且不衰减,即将 $\Omega_{a(b)}$ 视为常数.

3. 探测光的传播特性和法拉第效应

为了探讨探测光在这个 EIT 系统中的传播性质,我们在此对方程(1)进行解析求解. 由于方程(1)是不可积的,因此很难精确地得出其解析解. 为此,引入多重尺度法对其进行渐进展开,设 $A_j = A_j^{(0)} + \varepsilon A_j^{(1)} + \varepsilon^2 A_j^{(2)} + \varepsilon^3 A_j^{(3)}$ ($j = 0, 1, 2, 3, 4$), $\Omega_{p1(p2)} = \varepsilon \Omega_{p1(p2)}^{(1)} + \varepsilon^2 \Omega_{p1(p2)}^{(2)} + \varepsilon^3 \Omega_{p1(p2)}^{(3)}$, ε 是一个小参数,表示基态原子布局的偏离. $A_0^{(0)} = 1$, $A_0^{(1)} = A_1^{(0)} = A_2^{(0)} = A_3^{(0)} = A_4^{(0)} = 0$. 为了保持其收敛,展开式右端的变量应该看成时间和空间不同尺度的变量 $z_l = \varepsilon^l z$ ($l = 0, 2$), $t_l = \varepsilon^l t$ ($l = 0, 2$) 的函数. 将此展开式代入方程(1),可得

$$\frac{\partial}{\partial t_0} A_1^{(l)} + id_1 A_1^{(l)} + i\Omega_a^* A_3^{(l)} + i\Omega_{p1}^{(l)} = M^{(l)}, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t_0} A_2^{(l)} + id_2 A_2^{(l)} + i\Omega_b^* A_4^{(l)} + i\Omega_{p2}^{(l)} = N^{(l)}, \quad (2b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t_0} A_3^{(l)} + id_3 A_3^{(l)} + i\Omega_a A_1^{(l)} = P^{(l)}, \quad (2c)$$

$$\frac{\partial}{\partial t_0} A_4^{(l)} + id_4 A_4^{(l)} + i\Omega_b A_2^{(l)} = Q^{(l)}, \quad (2d)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_{p1}^{(l)} + ik_{01} A_1^{(l)} = R^{(l)}, \quad (2e)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z_0} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t_0} \right) \Omega_{p2}^{(l)} + ik_{02} A_2^{(l)} = T^{(l)}. \quad (2f)$$

对于一阶(即 $l = 1$), 则 $R^{(1)} = 0$ 和 $T^{(1)} = 0$, 系统仅出现线性效应. 从而可得

$$\begin{aligned} \Omega_{p1}^{(1)} &= F_1 e^{i[\kappa_1(\omega)z_0 - \omega t_0]}, \\ \Omega_{p2}^{(1)} &= F_2 e^{i[\kappa_2(\omega)z_0 - \omega t_0]}, \\ A_1^{(1)} &= (d_3 - \omega) F_1 e^{i[\kappa_1(\omega)z_0 - \omega t_0]} / D_1, \\ A_2^{(1)} &= (d_4 - \omega) F_2 e^{i[\kappa_2(\omega)z_0 - \omega t_0]} / D_2, \\ A_3^{(1)} &= -\Omega_a F_1 e^{i[\kappa_1(\omega)z_0 - \omega t_0]} / D_1, \\ A_4^{(1)} &= -\Omega_b F_2 e^{i[\kappa_2(\omega)z_0 - \omega t_0]} / D_2. \end{aligned}$$

随后可求出系统的色散关系为

$$K_{1,2}(\omega) = \omega/c + k_{01,02}(\omega - d_{3,4})/D_{1,2},$$

分别对应于探测脉冲的 $\sigma_{+(-)}$ 两个组分,其中

$$D_{1,2} = |\Omega_{a,b}|^2 - (\omega - d_{1,2})(\omega - d_{3,4}),$$

$F_{1,2}$ 是由时空慢变量 z_2 和 t_2 决定的包络函数.

随后,将 $K_{1,2}(\omega)$ 围绕探测脉冲的中心频率($\omega = 0$)做泰勒展开,即

$$K_{1,2}(\omega) = K_{1,2}^{(0)} + K_{1,2}^{(1)}\omega + K_{1,2}^{(2)}\omega^2 + \dots, \quad (3)$$

其中

$$K_{1,2}^{(j)} = \left. \frac{\partial^j K_{1,2}}{\partial \omega} \right|_{\omega=0}.$$

可得到

$$K_{1,2}^{(0)} = \varphi_{1,2} \pm i\alpha_{1,2},$$

其中 $\varphi_{1,2}$ 和 $\alpha_{1,2}$ 分别描述探测脉冲两个分量在介质中传播单位长度后的相移和介质对其的吸收;

$$K_{1,2}^{(1)} = 1/\nu_{g1,g2},$$

其中 $\nu_{g1,g2}$ 描述的是两个分量各自传播的群速度. 图 2 给出了介质对探测光脉冲的 $\sigma_{+,-}$ 两个组分吸收系数 $\alpha_{1,2}$ 随耦合光半拉比频率 $\Omega_{a,b}$ 变化的情况. 从图 2 可以看出,当耦合光半拉比频率 $\Omega_{a,b}$ 较小尤其是接近于零时,系统的吸收系数 $\alpha_{1,2}$ 非常大. 这说明耦合光的强度相当弱,无法在系统中产生 EIT 效应. 然而随着 $\Omega_{a,b}$ 的增大,介质对探测光脉冲的吸收迅速减少,当耦合光半拉比频率增大到 $\Omega_a = \Omega_b = 10$ MHz 时,吸收系数 $\alpha_{1,2}$ 几乎为零. 这是由于两个强的耦合场诱导的量子相干效应导致系统的上能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 的原子布居数降低,并且此布居数随着耦合场强度的增加而降至为零,进而使得介质对探测光的共振吸收为零,探测光也因此能够从介质中完全透射出去.

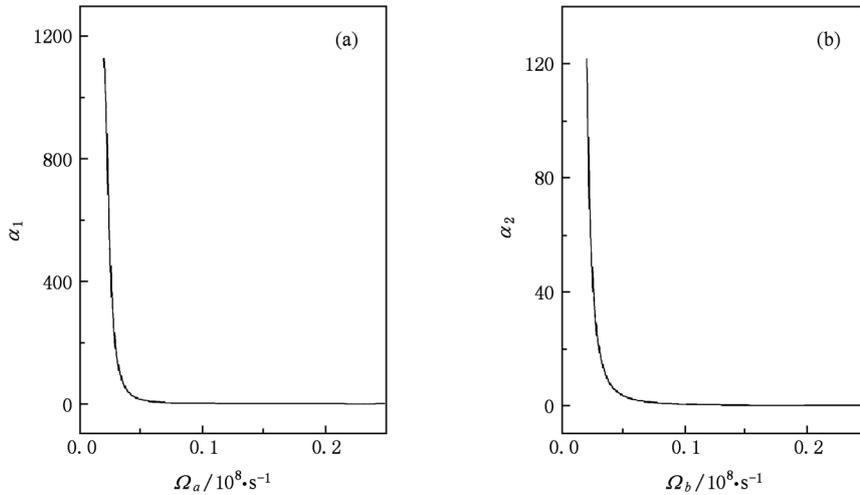
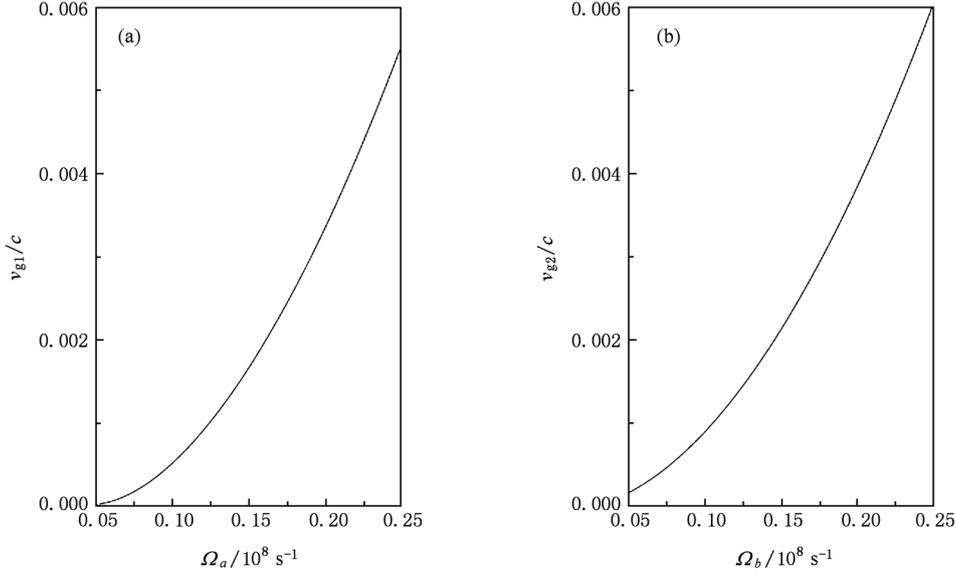


图 2 介质对探测光两分量的吸收系数 $\alpha_{1,2}$ 随耦合光 $\Omega_{a(b)}$ 的变化情况 $\kappa_{01} = \kappa_{02} = 3.36 \times 10^8$ $\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$, $\Delta_1 = 1.0 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\Delta_3 = 3.68 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\Delta_4 = 1.08 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, $\delta = 3.0 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 5.6 \times 10^5 \text{ Hz}$, $\gamma_3 = \gamma_4 = 0.76 \times 10^5 \text{ Hz}$

随后,我们探讨了探测光两分量传播时群速度随耦合光半拉比频率 $\Omega_{a,b}$ 的变化情况,结果如图 3 所示. 从图 3 可以看出,随着耦合光半拉比频率 $\Omega_{a,b}$ 增加,群速度逐渐变大. 这表明探测光是以超慢的群速度在介质中传播的.

当 $l = 3$ 时,则可得非线性方程组

$$\begin{aligned} & i \left(\frac{\partial F_1}{\partial z_2} + k_1^{(1)} \frac{\partial F_1}{\partial t_2} \right) \\ & - (w_{11} |F_1|^2 e^{-2imk_1} + w_{12} |F_2|^2 e^{-2imk_2}) F_1 \\ & = 0, \\ & i \left(\frac{\partial F_2}{\partial z_2} + k_2^{(1)} \frac{\partial F_2}{\partial t_2} \right) \end{aligned} \quad (4a)$$


 图3 探测光两分量相对传播群速度 $v_{g1(g2)}/c$ 随耦合光 $\Omega_{a(b)}$ 的变化情况 相关参数同图2

$$-(w_{21}|F_1|^2 e^{-2\text{Im}k_1} + w_{22}|F_2|^2 e^{-2\text{Im}k_2})F_2 = 0, \quad (4b)$$

其中 $w_{11,22}$ 和 $w_{12,21}$ 分别描述系统的自相位调制效应和交叉相位调制效应,

$$\begin{aligned} w_{11} &= 2k_{01}(\omega - d_3)(|\omega - d_3|^2 + |\Omega_a|^2)/|D_1|^2 D_1, \\ w_{12} &= 2k_{01}(\omega - d_3)(|\omega - d_4|^2 + |\Omega_b|^2)/|D_2|^2 D_1, \\ w_{21} &= 2k_{02}(\omega - d_4)(|\omega - d_3|^2 + |\Omega_a|^2)/D_2 |D_1|^2, \\ w_{22} &= 2k_{02}(\omega - d_4)(|\omega - d_4|^2 + |\Omega_b|^2)/D_2 |D_2|^2. \end{aligned}$$

随后令

$$\begin{aligned} \Omega_{p1,p2} &= \varepsilon \Omega_{p1,p2}^{(1)} \\ &= \varepsilon F_{1,2} \exp[i(k_{1,2}z - \omega t)] \\ &= V_{1,2} \exp[i(k_{1,2}z - \omega t)], \\ \tau &= t - z/v_g, \\ v_g &= 2v_{g1}v_{g2}/(v_{g1} + v_{g2}), \\ \eta &= (v_{g2} - v_{g1})/(2v_{g1}v_{g2}), \\ U_{1,2} &= V_{1,2} e^{(-\text{Im}k_{1,2}z)}, \end{aligned}$$

并引入无量纲参数

$$\begin{aligned} \sigma &= \tau/\tau_0, \\ s &= z/L_D, \\ u_{1,2} &= U_{1,2}/U_0, \end{aligned}$$

则(4)式化为

$$i\left(\frac{\partial u_1}{\partial s} + g_{A1}\right) + ig_\eta \frac{\partial u_1}{\partial \sigma} - (g_{11}|u_1|^2 + g_{12}|u_2|^2)u_1 = 0, \quad (5a)$$

$$i\left(\frac{\partial u_2}{\partial s} + g_{A2}\right) - ig_\eta \frac{\partial u_2}{\partial \sigma} - (g_{21}|u_1|^2 + g_{22}|u_2|^2)u_2 = 0, \quad (5b)$$

其中 $g_\eta = \text{sgn}(\eta)(L_D/L_\delta)$, $g_{nm} = w_{nm}/|w_{22}|$, $g_{A1,A2} = L_D/L_{A1,A2}$, $L_{A1,A2} = 1/\text{Im}k_{1,2} = 1/\alpha_{1,2}$, 这里的 $L_\eta = \tau_0/|\eta|$ 为群速度失配长度, $L_D = \tau_0^2/|k_{22}|$ 为色散长度.

如果群速度失配长度 L_η 远大于系统的非线性长度 $L_{NL} = 1/(U_0^2|w_{22}|)$, 即系统中仅仅出现非线性效应, 则方程(8)可简化为

$$i\frac{\partial u_1}{\partial s} - (g_{11}|u_1|^2 + g_{12}|u_2|^2)u_1 = 0, \quad (6a)$$

$$i\frac{\partial u_2}{\partial s} - (g_{21}|u_1|^2 + g_{22}|u_2|^2)u_2 = 0, \quad (6b)$$

其解为

$$\begin{aligned} u_1 &= \exp(-i\phi_1 s), \\ u_2 &= \exp(-i\phi_2 s), \end{aligned}$$

这里的 $\phi_1 = g_{11} + g_{12}$, $\phi_2 = g_{22} + g_{21}$ 为探测光两分量的法拉第偏转角, 它是由自相位调制和交叉相位调制共同贡献得到. 因此, 可以定义探测光在外加磁场作用下的非线性法拉第偏转角为^[26]

$$\varphi_{NL} = L[\phi_1 - \phi_2 - (g_{11} + g_{12})$$

$$-g_{22} - g_{21})/L_{NL}]/2. \quad (7)$$

类似地,我们也可以得出不考虑非线性效应(即仅考虑系统中的线性效应)时,探测光的线性法拉第偏转角为

$$\varphi_L = L(\phi_1 - \phi_2)/2. \quad (8)$$

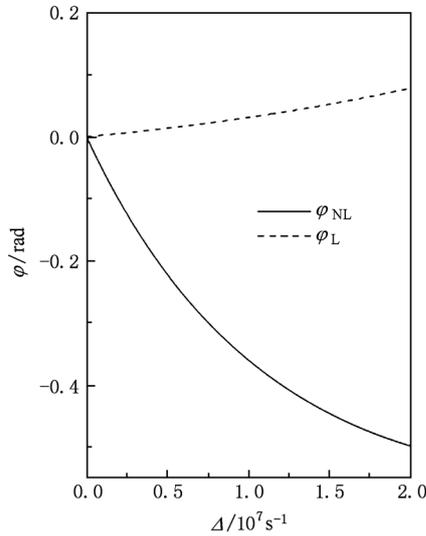


图4 线性法拉第偏转角 φ_L 和非线性法拉第偏转角 φ_{NL} 随 Δ 的变化

基于现有⁸⁵Rb超冷原子的EIT实验条件,我们可选取衰减率 $\gamma_1 = \gamma_2 = 5.6 \times 10^6$ Hz, $\gamma_3 = \gamma_4 = 0.76 \times 10^6$ Hz, 失谐量 $\delta = 100\gamma_1$, $\Delta_3 = \Delta_4 = 15\gamma_1$, 耦合光场的半拉比频率 $\Omega_a = \Omega_b = 20\gamma_1$ 和探测光场的传播系数 $\kappa_{01} = \kappa_{02} = 3.36 \times 10^9$ s⁻¹, 数值计算得出探测光的非线性法拉第偏转角和线性偏转角随塞曼效应位移 Δ 的变化如图4所示,其中实线和虚线分别代表非线性法拉第转角 φ_{NL} 和线性法拉第偏转角 φ_L 随 Δ 的变化.从图4可以看出,图中实线与

虚线朝着相反的方向偏转,这说明随着塞曼效应位移 Δ 的增大,在非线性条件下法拉第效应所导致的探测光偏振面的偏转方向与线性情况相反.同时还发现,图4中的实线和虚线均偏离中心位置,但实线比虚线更为陡峭.这意味着, φ_{NL} 和 φ_L 均随着 Δ 的增大而增大,且 φ_{NL} 增大得更快.对于同一个 Δ 值,实线上的点比虚线上的点偏离零点位置更远.这表明在相同的外加磁场强度下,EIT介质中探测光的法拉第偏转主要是由系统的非线性效应调控.

4. 结 论

利用多重尺度方法解析地研究了一束弱的线偏振探测光在在外加磁场作用下的V型五能级超冷原子EIT系统中的传播特性.在线性条件下,得到了探测光的线性色散关系及其群速度,通过数值计算介质的线性吸收和群速度随耦合光强度的变化,发现由于强耦合光诱导的量子相干效应,系统对探测光的共振吸收被极大地抑制,并且其传播群速度被大大降低,但随着耦合光的增强,速度也随之变快.在非线性条件下,得到一组描述探测光两个偏转分量演化的耦合包络非线性方程.随后,我们研究了系统中非线性效应和线性效应对探测光法拉第偏转的影响.结果表明:外加磁场诱导的探测光非线性法拉第偏转方向和线性法拉第偏转方向相反;随着磁场强度的增加,非线性和线性法拉第偏转角均增大,且非线性法拉第偏转角增大得更快.这说明系统的非线性效应能更为有效地调制探测光的法拉第偏转.本文的结果对于开发弱光条件下的全光器件和逻辑门具有一定的理论指导意义.

[1] Faraday M 1846 *Philos. Mag.* **28** 294
 [2] Kimura M, Kondo H, Hattori S 1965 *J. Phys. Soc. Jpn.* **20** 1778
 [3] Day G W, Payne D N, Barlow A J, Ramskov-Hansen J J 1982 *Opt. Lett.* **7** 238
 [4] Budker D, Gawlik W, Kimball D F, Rochester S M, Yashchuk V V, Weis A 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 1153
 [5] Liang Z C, Zhao R, Bao G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5479 (in Chinese) [梁忠诚,赵瑞,包刚 2009 物理学报 **58** 5479]
 [6] Ghosh A, Hill W, Fischer P 2007 *Phys. Rev. A* **76** 055402
 [7] Zhang L, Zhang R 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1849

[8] Takei N, Takeuchi M, Eto Y, Noguchi A, Zhang P, Ueda M, Kozuma M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 042331
 [9] Zhang F, Xu Y, Yang J, Guillot M 2000 *J. Phys.: Condens. Matter* **12** 7287
 [10] Yan F, Cui M Q, Chen K, Sun L J, Xi S B, Zhou K J, Zheng L, Zhao Y D, Wang Z S, Zhu J T, Zhang Z, Zhao J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2860 (in Chinese) [鄢芬,崔明启,陈凯,孙立娟,席识博,周克瑾,郑雷,赵屹东,王占山,朱京涛,张众,赵佳 2008 物理学报 **57** 2860]
 [11] Nath R, Santos L 2010 *Phys. Rev. A* **81** 033626
 [12] Wojciechowski A, Corsini E, Zachorowski J, Gawlik W 2010

- Phys. Rev. A* **81** 053420
- [13] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [14] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [15] She Y C, Wang D L, Zhang W X, He Z M, Ding J W 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 208
- [16] Huang G X, Deng L, Payne M G 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016617
- [17] Hang C, Huang G X, Deng L 2006 *Phys. Rev. E* **74** 046601
- [18] Yang W X, Chen A X, Si L G, Jiang K, Yang X, Lee R K 2010 *Phys. Rev. A* **81** 023814
- [19] Yang W X, Lee R K 2008 *Euro. Phys. Lett.* **83** 14002
- [20] Yan S B, Liu T, Geng T, Zhang T C, Peng K C, Wang J M 2004 *Chin. Phys.* **13** 1669
- [21] Li J H, Yang W X, Peng J C 2004 *Chin. Phys.* **13** 1694
- [22] Li Y Y, Hou X, Bai J T, Yan J F, Gan C L, Zhang Y P 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2885
- [23] Ba N, Gao J W, Tian X X, Wu X, Wu J H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 074208
- [24] Zhang L Y, Liu Z D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3641 (in Chinese) [张丽英、刘正东 2005 物理学报 **54** 3641]
- [25] Drampyan R, Pustelny S, Gawlik W 2009 *Phys. Rev. A* **80** 0338115
- [26] Hang C, Huang G X 2007 *Chin. Opt. Lett.* **5** 47

Nonlinear Faraday rotation in electromagnetically induce transparency medium *

She Yan-Chao^{1)2)†} Zhang Wei-Xi¹⁾ Wang Deng-Long²⁾

1) (Department of Physics and Electronic Science, Tongren University, Tongren 554300, China)

2) (Department of Physics, Key Laboratory of Quantum Engineering and Micro-Nano Energy Technology of Education Bureau of Hunan Province, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China)

(Received 25 August 2010; revised manuscript received 18 September 2010)

Abstract

By using multiple-scale methods, we study analytically the propagation properties of the weak linear polarization probe optical field in a cold lifetime-broadened five-level V type atomic system via electromagnetically induced transparency. It is shown that with the strength of the coupling field increasing, the absorption of the probe optical field decreases rapidly and the group velocity of the probe optical field increases quickly under the consideration of linear effect. However, the velocity is several orders of magnitude slower than the light speed in vacuum. Meanwhile, we find that for the same magnetic field the nonlinear Faraday rotation direction is opposite to linear Faraday rotation, and its rotation angle grows bigger than that of linear Faraday rotation. These results mean that the Faraday rotation of the electromagnetically induced transparency medium can be controlled by the nonlinear effect.

Keywords: electromagnetically induced transparency, nonlinear Faraday rotation

PACS: 42.50. Gy, 42.65. Sf

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10674113), the Foundation of Key Laboratory of Quantum Engineering and Micro-Nano Energy Technology of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. 09QNT05), and the Scientific Research Foundation of Tongren University, China (Grant No. TS1009, TR054).

† E-mail: sheyxtu@sina.com