

四能级原子介质中 Goos-Hänchen 位移的相干控制*

苏家妮¹⁾ 邓文武^{1)2)†} 李高翔¹⁾

1) (华中师范大学物理科学与技术学院, 武汉 430079)

2) (咸宁学院光子学与光子技术研究所, 咸宁 437100)

(2011年7月14日收到; 2011年11月15日收到修改稿)

通过外加驱动光场的调控改变腔中四能级原子介质的色散 - 吸收关系, 从而来调控反射光和透射光的 Goos-Hänchen 位移. 研究表明介质可同时对探测光场进行放大和吸收, 在介质对探测光的吸收和放大相互抵消 (即介质呈现透明特性) 的区域附近, 对 Goos-Hänchen 位移的控制比强吸收或强放大特性下要灵敏, 可以实现位移的突变和增强.

关键词: 四能级原子, Goos-Hänchen 位移, 相干控制

PACS: 42.50.-P

1 引言

1947年, Goos 和 Hänchen^[1,2] 通过实验观察到光束在两种介质表面发生全反射时, 反射点相对于入射点在空间上有一个侧向距离, 这个距离被称为 Goos-Hänchen 位移. 由于 Goos-Hänchen 位移有着深刻的物理内涵和潜在的应用, 自发现以来备受物理界的关注, 被广泛应用于声学^[3]、薄膜光学^[4]、量子力学^[5]和波导^[6,7]等领域中.

迄今为止, 理论和实验对 Goos-Hänchen 位移进行了广泛的研究, 人们一直通过各种手段来提高和控制 Goos-Hänchen 位移. 例如: Berman^[8] 在负折射率介质中, 发现负的 Goos-Hänchen 位移; Chen 和 Li^[9] 将介质更换为放大的电介质板结构, 研究表明负的 Goos-Hänchen 位移的最大值几乎都出现在临界角的附近, 尤其是在弱吸收介质中^[10], 会出现很大的负向 Goos-Hänchen 位移. 然而, 这些研究都是通过改变介质的结构或种类来实现的. 事实上, 对一个固定结构或种类的 Goos-Hänchen 位移的操控更具有实际的应用.

近些年来, 随着腔量子电动力学 (QED) 发展, 原子介质的吸收 - 色散特性可以通过外加光场来进行调控. 基于此, 人们又提出了利用原子介质的吸收 - 色散特性, 进而来控制 Goos-Hänchen 位移的方案成为新的研究热点, 各种不同的方案被提出. Wang 等^[11] 将二能级原子系统作为腔内介质, 利用外加控制场来改变原子的吸收 - 色散特性, 并指出当介质对探测光有弱吸收时, 透射光的 Goos-Hänchen 位移是正向的, 然而当介质对探测光有较大的增益作用时, 探测光 (反射光或透射光) 的 Goos-Hänchen 位移会出现很大的负向位移; 最近, Ziauddin 等^[12] 同样利用外加控制场来调控介质的吸收 - 色散特性, 分别讨论了以三能级电磁诱导透明 (EIT) 结构和四能级 EIT 介质作为腔内介质时, Goos-Hänchen 位移随入射角度的变化, 并指出当介质呈现透明状态时, 反射光和透射光的 Goos-Hänchen 位移完全重合, 实现了四能级原子介质极弱吸收情况下大的正、负 Goos-Hänchen 位移. 因此, 利用外加控制场对固定结构介质的吸收 - 色散特性的改变来实现对 Goos-Hänchen 位移的控制和增强, 成为这一课题研究的重要方法.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11074087) 资助的课题.

† E-mail: dwwnu@126.com

然而,并不是只有 EIT 结构的介质才能实现介质的透明特性. 2005 年, Yavuz^[13] 在理论上提出了实现无吸收增大折射率的方案,在此方案中运用四能级原子系统作为研究介质,用两束激光来调控双光子 Raman 干涉过程,从而达到增大折射率、减少吸收的目的. 随后, Yavuz 等^[14] 在实验上成功实现了 Rb 原子蒸气在无吸收情况下折射率的增强. 最近, Yavuz 和 Sikes^[15] 又讨论了通过三阶非线性 Kerr 效应的增益来实现弱耦合作用下无吸收折射率的增强. 在实际应用中,人们关注的是如何在极弱吸收情况下实现大的 Goos-Hänchen 位移的调控. 本文是在 Yavuz 等提出的这些理论和实验的基础上,通过外加驱动光场的调控改变腔中四能级原子介质的色散-吸收关系,考虑无吸收折射率的增强对反射光和透射光的 Goos-Hänchen 位移的影响. 研究表明在透明区域附近对 Goos-Hänchen 位移的控制比强吸收或强放大特性下要灵敏,可以实现位移的突变和增强,调节系统的失谐量的正负,能够改变 Goos-Hänchen 位移的正负.

2 Goos-Hänchen 位移的测量模型及其腔内介质的极化率

如图 1 所示,测量 Goos-Hänchen 位移的光学模型包括三层介质,第一、三层的绝缘介质透明板构成腔的表面,两层透明板的厚度均为 d_1 ,介电系数均为 ϵ_1 ;腔内介质是如图 2 所示的原子气体,厚度为 d_2 ,介电系数为 ϵ_2 . 弱入射探测光 E_p 以 θ 角入射到透明腔板, θ 角表示入射光线与 z 轴的夹角. 弱入射探测光经过第一层透明腔板、腔内原子气体和第三层透明腔板后透射出来,对应的侧向位移为 S_t ; S_r 表示反射光的侧向位移. 原子气体被 y 轴方向加入的强驱动场 E_{c1}, E_{c2} 驱动.

图 2 是腔内原子气体的能级结构^[13],其四个能级分别是上激发态 $|e\rangle$,基态 $|g\rangle$,以及两个亚稳态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$;弱探测光 E_p 驱动 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ 跃迁;两个外加强驱动场 E_{c1}, E_{c2} 分别驱动 $|e\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|e\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁. 假设从态 $|g\rangle, |1\rangle, |2\rangle$ 到态 $|e\rangle$ 的三个单光子跃迁过程均是大失谐的. $\Gamma_e, \gamma_1, \gamma_2$ 分别表示态 $|e\rangle, |1\rangle$ 及 $|2\rangle$ 的衰减率;虽然三个单光子过程的失谐量均很大,但可发生近共振的 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ Raman 双光子跃迁;且 Ra-

man 双光子失谐量 $\delta\omega_1 = (\omega_1 - \omega_g) - (\omega_{c1} - \omega_p)$, $\delta\omega_2 = (\omega_2 - \omega_g) - (\omega_p - \omega_{c2})$. 对于实际四能级原子气体中的双光子 Raman 干涉过程可以通过两个铷原子同位素 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 来实现^[14].

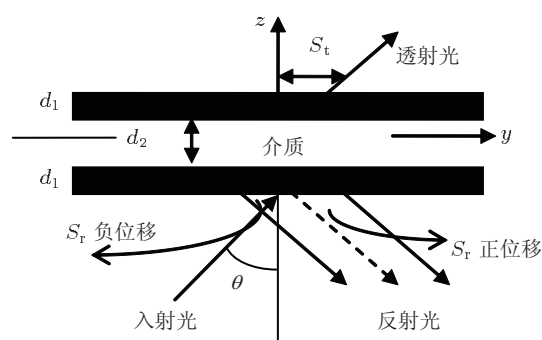


图 1 测量 Goos-Hänchen 位移的光学模型

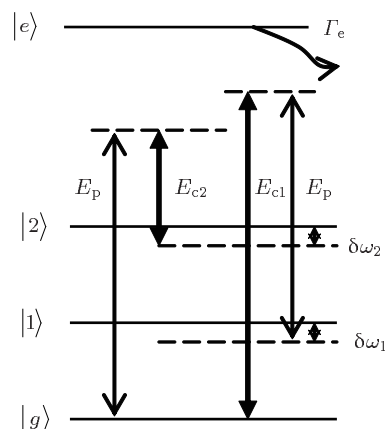


图 2 腔内原子的能级结构模型

在偶极和旋波近似下,体系在相互作用绘景中的哈密顿量为 ($\hbar = 1$)

$$\begin{aligned}
 H^{(I)} = & -\frac{1}{2}\Omega_{pg}|g\rangle\langle e|e^{i(\omega_g-\omega_e+\omega_p)t} \\
 & -\frac{1}{2}\Omega_{c2}|2\rangle\langle e|e^{i(\omega_2-\omega_e+\omega_{c2})t} \\
 & -\frac{1}{2}\Omega_{p1}|1\rangle\langle e|e^{i(\omega_1-\omega_e+\omega_p)t} \\
 & -\frac{1}{2}\Omega_{c1}|g\rangle\langle e|e^{i(\omega_g-\omega_e+\omega_{c1})t} \\
 & +\text{H.c.}, \tag{1}
 \end{aligned}$$

Ω_{pg}, Ω_{p1} 是探测光与原子的耦合强度; Ω_{c1}, Ω_{c2} 分别是两个驱动场与原子的耦合强度; $\omega_p, \omega_{c1}, \omega_{c2}$ 分别是探测场 E_p 和两个驱动场 E_{c1}, E_{c2} 的频率.

假定体系在任意时刻的态函数为 $|\psi(t)\rangle = c_e|e\rangle + c_g|g\rangle + c_1|1\rangle + c_2|2\rangle$, 利用相互作用绘景中的薛定谔方程^[16], 得到原子各个能态几率幅随时

间的演化方程为

$$\frac{dc_g}{dt} = \frac{i}{2}\Omega_{pg}e^{i[(\omega_g-\omega_e)+\omega_p]t}c_e + \frac{i}{2}\Omega_{c1}e^{i[(\omega_g-\omega_e)+\omega_{c1}]t}c_e, \quad (2a)$$

$$\frac{dc_1}{dt} = -\gamma_1c_1 + \frac{i}{2}\Omega_{p1}e^{i[(\omega_1-\omega_e)+\omega_p]t}c_e, \quad (2b)$$

$$\frac{dc_2}{dt} = -\gamma_2c_2 + \frac{i}{2}\Omega_{c2}e^{i[(\omega_2-\omega_e)+\omega_{c2}]t}c_e, \quad (2c)$$

$$\begin{aligned} \frac{dc_e}{dt} = & -\Gamma_e c_e + \frac{i}{2}\Omega_{pg}e^{i[(\omega_e-\omega_g)-\omega_p]t}c_g \\ & + \frac{i}{2}\Omega_{c1}e^{i[(\omega_e-\omega_g)-\omega_{c1}]t}c_g \\ & + \frac{i}{2}\Omega_{c2}e^{i[(\omega_e-\omega_2)-\omega_{c2}]t}c_2 \\ & + \frac{i}{2}\Omega_{p1}e^{i[(\omega_e-\omega_1)-\omega_p]t}c_1, \end{aligned} \quad (2d)$$

(2) 式中已唯象地引入了原子的衰变效应. 这里考虑到光场与原子的大失谐, 因此原子在激光场作用下跃迁到激发态 $|e\rangle$ 的概率很小, 从而可以绝热消除激发态 $|e\rangle$, 即: $dc_e/dt = 0$. 同时由于探测光足够弱, 原子几乎始终在基态 $|g\rangle$ 上, 即: $c_g \approx 1$. 利用原子的极化率公式 $P_p = \rho_{eg}\mu_{ge} + \rho_{1e}\mu_{e1} + \text{H.c.}$, 得到介质的线性极化强度为

$$\begin{aligned} P_p &= 2NE_p \\ &\times \left(a_p + \frac{|B_1|^2|E_{c1}|^2}{2\left\{\delta\omega_1 - i\left[\gamma_1 - \frac{1}{2}\text{Im}(D_1|E_{c1}|^2)\right]\right\}} \right. \\ &\left. + \frac{|B_2|^2|E_{c2}|^2}{2\left\{\delta\omega_2 + i\left[\gamma_2 + \frac{1}{2}\text{Im}(D_2|E_{c2}|^2)\right]\right\}} \right), \quad (3) \end{aligned}$$

其中, $a_p = \frac{1}{2}\left[\frac{|\mu_{ge}|^2}{(\omega_e - \omega_g) - \omega_p - i\Gamma_e}\right]$. 根据极化率和极化强度的关系: $P_p = \epsilon_0\chi E_p$, 得到在探测场的相干影响下介质的线性极化率为^[13]

$$\begin{aligned} \chi &= \chi' + i\chi'' \\ &= \frac{2N}{\epsilon_0} \\ &\times \left(a_p + \frac{|B_1|^2|E_{c1}|^2}{2\left\{\delta\omega_1 - i\left[\gamma_1 - \frac{1}{2}\text{Im}(D_1|E_{c1}|^2)\right]\right\}} \right. \end{aligned}$$

$$\left. + \frac{|B_2|^2|E_{c2}|^2}{2\left\{\delta\omega_2 + i\left[\gamma_2 + \frac{1}{2}\text{Im}(D_2|E_{c2}|^2)\right]\right\}} \right), \quad (4)$$

这里

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{1}{2}\left[\frac{\mu_{ge}\mu_{1e}^*}{(\omega_e - \omega_g) - \omega_{c1} - i\Gamma_e}\right], \\ B_2 &= \frac{1}{2}\left[\frac{\mu_{ge}\mu_{2e}^*}{(\omega_e - \omega_g) - \omega_p - i\Gamma_e}\right], \\ D_1 &= \frac{1}{2}\left[\frac{\mu_{ge}\mu_{ge}^*}{(\omega_e - \omega_1) - \omega_p - i\Gamma_e}\right], \\ D_2 &= \frac{1}{2}\left[\frac{\mu_{2e}\mu_{2e}^*}{(\omega_e - \omega_2) - \omega_{c2} - i\Gamma_e}\right], \end{aligned}$$

其中, μ_{ij} 表示从 $|i\rangle$ 态到 $|j\rangle$ 态跃迁的电偶极矩, N 是单位体积内的原子数, ϵ_0 是真空中介电常数. (4) 式表明, 在弱探测光的作用下, 介质的线性极化率包括三项: 第一项表示在没有外加强驱动场时, 探测光 E_p 的极化率; 第二项是引起增益的项, 是由基态 $|g\rangle$ 吸收一个驱动场 E_{c1} 的光子到 $|e\rangle$ 态, 再由 $|e\rangle$ 态发射一个探测光光子到 $|1\rangle$ 态的过程, 从而导致介质对探测光的放大; 第三项表征引起吸收的项, 处在基态 $|g\rangle$ 的原子吸收一个探测光子, 通过 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ Raman 过程跃迁到 $|2\rangle$ 态, 从而导致介质对探测光的吸收. 如果介质对探测光的吸收和放大相互抵消, 那么介质将呈现透明的性质.

3 Goos-Hänchen 位移的数值分析

根据特征矩阵法^[17,18], 光在第 j 层介质中的传播矩阵为: $M = \begin{bmatrix} \cos(k_z^j d_j) & i\sin(k_z^j d_j)/q_j \\ iq_j \sin(k_z^j d_j) & \cos(k_z^j d_j) \end{bmatrix}$, 其中, $k_z^j = \sqrt{\epsilon_j k^2 - k_y^2}$ 表示第 j 层介质中波数 \mathbf{k} 的 z 分量; $\epsilon_2 = 1 + \chi$; $q_j = k_z^j/k$; d_j 表示第 j 层介质的厚度; k_y 表示真空中波数 \mathbf{k} 的 y 分量; $k = \omega_p/c$ (c 是真空中光速). 探测光通过三层介质后总的传播矩阵 $Q = M_1 M_2 M_3$. 根据光在多层膜中的反射和透射理论^[19,20], 探测光的反射和透射系数分别为

$$R(k_y, \omega_p) = \frac{q_0(Q_{22} - Q_{11}) + (q_0^2 Q_{12} - Q_{21})}{q_0(Q_{22} + Q_{11}) + (q_0^2 Q_{12} + Q_{21})}, \quad (5a)$$

$$T(k_y, \omega_p) = \frac{2q_0}{q_0(Q_{22} + Q_{11}) + (q_0^2 Q_{12} + Q_{21})}, \quad (5b)$$

其中, $q_0 = k_z/k$, k_z 表示真空中波数 \mathbf{k} 的 z 分量; Q_{ij} 为总传播矩阵 \mathbf{Q} 的矩阵元. 令 $R(d, k_y) = |R(d, k_y)| \exp[i\phi_r(d, k_y)]$, $T(d, k_y) = |T(d, k_y)| \exp[i\phi_t(d, k_y)]$, 其中, ϕ_r, ϕ_t 分别为反射系数和透射系数的相位. 则有:

$$\frac{d\phi_r(d, k_y)}{dk_y} = i \left[\frac{1}{|R(d, k_y)|} \frac{d|R(d, k_y)|}{dk_y} - \frac{1}{R(d, k_y)} \frac{dR(d, k_y)}{dk_y} \right], \quad (6a)$$

$$\frac{d\phi_t(d, k_y)}{dk_y} = i \left[\frac{1}{|T(d, k_y)|} \frac{d|T(d, k_y)|}{dk_y} - \frac{1}{T(d, k_y)} \frac{dT(d, k_y)}{dk_y} \right]. \quad (6b)$$

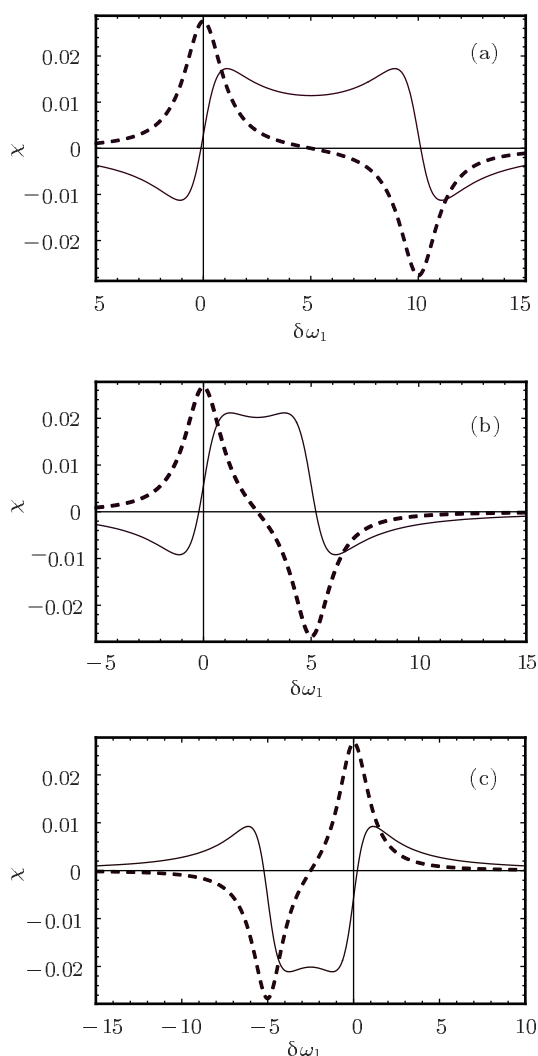


图3 介质极化率的实部 χ' (实线) 和虚部 χ'' (虚线) 随失谐量 $\delta\omega_1$ 的变化规律 (a) $\Delta = 10$ kHz; (b) $\Delta = 5$ kHz; (c) $\Delta = -5$ kHz

利用稳态相位法^[21-23], Goos-Hänchen 位移公式满足 $S_{r,t} = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\phi_{r,t}}{dk_y}$, 将 (6a) 和 (6b) 式代到位移公式中, 得到反射光和透射光的侧向位移分别为

$$S_r = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\phi_r}{dk_y} = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{|R|^2} \left\{ \text{Re}[R] \frac{d\text{Im}[R]}{dk_y} - \text{Im}[R] \frac{d\text{Re}[R]}{dk_y} \right\},$$

$$S_t = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\phi_t}{dk_y} = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{1}{|T|^2} \left\{ \text{Re}[T] \frac{d\text{Im}[T]}{dk_y} - \text{Im}[T] \frac{d\text{Re}[T]}{dk_y} \right\}. \quad (7)$$

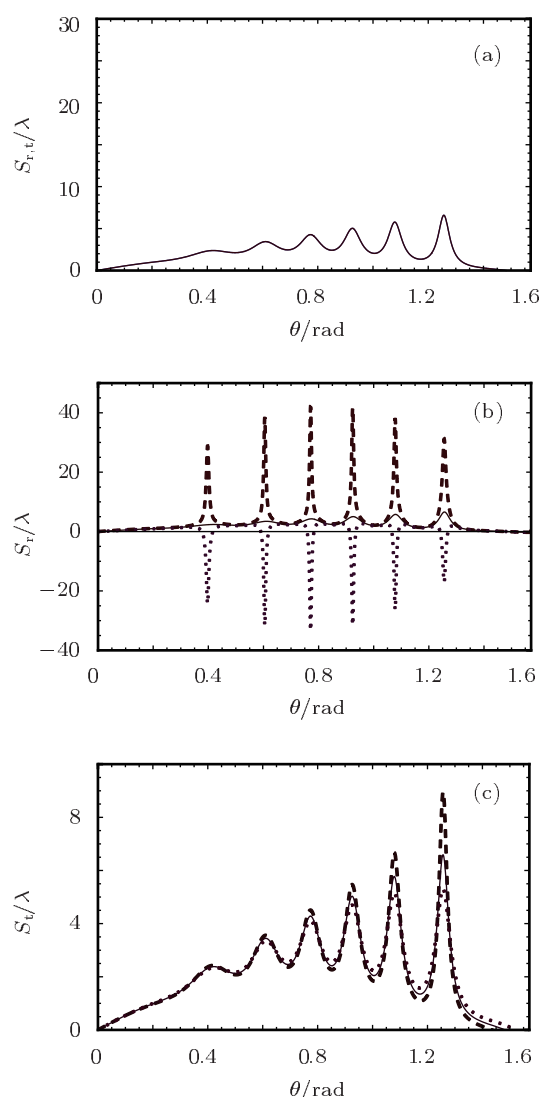


图4 介质处于透明区域附近, 反射光 S_r 和透射光 S_t 的 Goos-Hänchen 位移随入射角的变化规律 (a) $\delta\omega_1 = 5$ kHz, S_r (实线), S_t (虚线); (b), (c) $\delta\omega_1 = 5$ kHz (实线), $\delta\omega_1 = 4.9$ kHz (点线), $\delta\omega_1 = 5.1$ kHz (虚线). $\Delta = 10$ kHz

下面来分析在不同的条件下, 极化率的不同特性对探测场的 Goos-Hänchen 位移的影响. 为

了便于计算, 定义失谐量 $\Delta = \delta\omega_1 + \delta\omega_2$. 同时选定参数: 探测光的波长 $\lambda_p = 800 \text{ nm}$; 偶极距 $\mu_{eg} = \mu_{1e} = \mu_{2e} = 1 \text{ a.u.}$; 原子密度 $N = 10^{13}/\text{cm}^3$; 衰变率 $\Gamma_e = 2\pi \times 3 \text{ MHz}$; $a_p = B_1 = B_2 = 1.08 \times 10^{-4} \text{ mks}$; $\gamma_1 = \gamma_2 = 1 \text{ kHz}$; 驱动光场强度 $I_{c1} = I_{c2} = 10^9 \text{ W/cm}^2$. 假定 $d_1 = 0.2 \text{ }\mu\text{m}$, $d_2 = 5 \text{ }\mu\text{m}$, $\varepsilon_1 = 2.22$.

图 3 给出了失谐量 Δ 取不同值时, 介质的极化率随 Raman 双光子失谐量 $\delta\omega_1$ 的变化. 原子在外加控制场的作用下, 发生 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 和 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 两个 Raman 双光子跃迁, $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 跃迁通道对应介质吸收一个强驱动场 E_{c1} 的光子从基态 $|g\rangle$ 跃迁到 $|e\rangle$ 态, 同时从 $|e\rangle$ 态发射出一个探测光光子到 $|1\rangle$ 态的过程, 而 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 通道则是反映基态 $|g\rangle$ 吸收一个探测光光子到 $|e\rangle$ 态, 再由 $|e\rangle$ 态发射一个驱动场 E_{c2} 光子到 $|2\rangle$ 态的过程. 如果选择适当的参数, 即 $\delta\omega_1 = \delta\omega_2 = \Delta/2$ 时, 介质对探测光的吸收和发射相互抵消, 介质对探测光的吸收为零, 此时介质为透明介质, 如图 3 所示. 当 $\Delta > 0$, $\delta\omega_1 < \Delta/2$ 时, 在 $\delta\omega_1 = \Delta/2$ 的透明点附近, 介质通过通道 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 发射出的探测光光子数比通道 $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 吸收的探测光光子数要少,

介质表现为对探测光的吸收特性; 而 $\delta\omega_1 > \Delta/2$ 时, 介质发射的探测光光子数比吸收的探测光光子数要强, 此时, 介质表现为对探测光的放大特性, 如图 3(a) 和 (b) 所示. 图 3(c) 为 $\Delta < 0$ 的情况, 在 $\delta\omega_1 = \Delta/2$ 的透明点附近, 吸收性质刚好与 $\Delta > 0$ 相反. 当 $\delta\omega_1 < \Delta/2$ 时, 介质表现为增益介质; 当 $\delta\omega_1 > \Delta/2$ 时, 介质为吸收介质.

下面分别考察 $\Delta > 0$ 和 $\Delta < 0$ 的情况下, 介质不同的吸收性质对 Goos-Hänchen 位移的影响.

图 4 分别给出了图 3(a) 所对应的介质在透明点 $\delta\omega_1 = 5 \text{ kHz}$, 弱吸收点 $\delta\omega_1 = 4.9 \text{ kHz}$, 弱放大点 $\delta\omega_1 = 5.1 \text{ kHz}$ 时, Goos-Hänchen 位移随探测光入射角的变化. 从图 4(a) 可知介质呈现透明状态时, 反射光和透射光的 Goos-Hänchen 位移完全重合, 这一结果与 EIT 介质中透明点处探测光的 Goos-Hänchen 位移的变化规律相同 [11]. 然而, 当 $\delta\omega_1$ 的取值偏离透明点时, 反射光和透射光的 Goos-Hänchen 位移不再重合, 如图 4(b), (c). 当介质处在弱吸收状态时, 反射光的 Goos-Hänchen 位移由透明点较小幅度的正值转变为幅度很大的负值, 而透射光的 Goos-Hänchen 位移在某些角度处要小于透明点时的位移. 然而, 当探测光处于介质的弱放大作用下, 反射光的正向 Goos-Hänchen

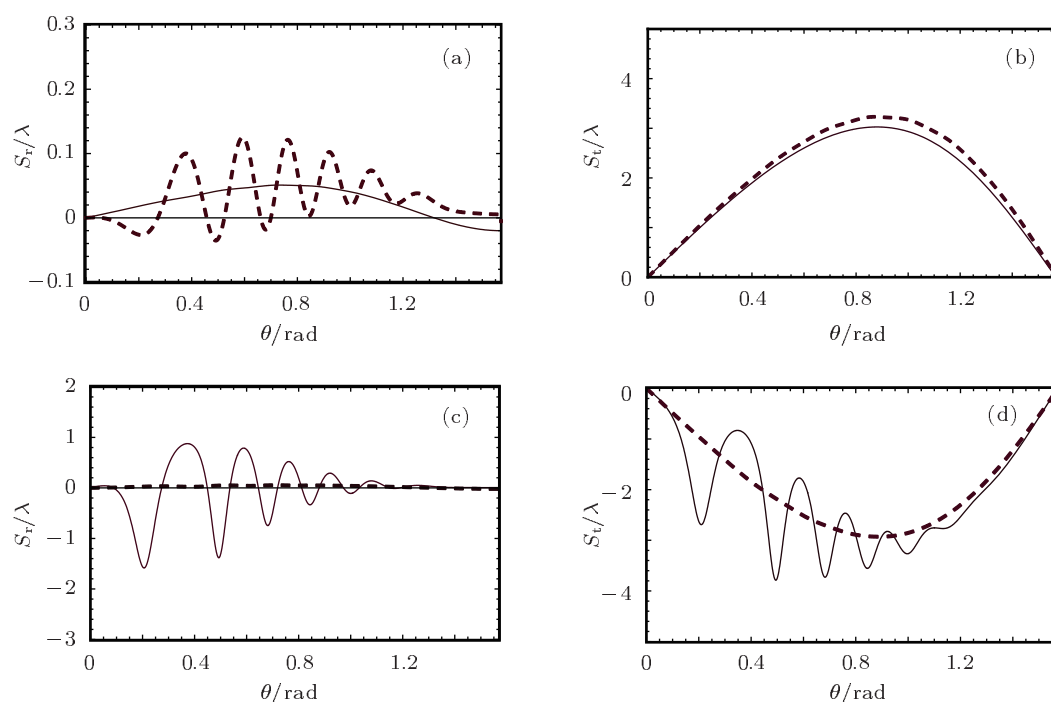


图 5 介质有明显吸收或放大特性时, 反射光 S_r 和透射光 S_t 的 Goos-Hänchen 位移随入射角的变化规律 (a), (b) $\delta\omega_1 = 2 \text{ kHz}$ (实线), $\delta\omega_1 = 3 \text{ kHz}$ (点线); (c), (d) $\delta\omega_1 = 7 \text{ kHz}$ (实线), $\delta\omega_1 = 8 \text{ kHz}$ (点线). $\Delta = 10 \text{ kHz}$

位移比在透明点时明显增大了很多,可以通过对失谐量的微调实现反射光的 Goos-Hänchen 位移的突变;透射光的位移在某些取值处要比透明点时的位移大 2—3 个波长,而且 θ 在 1.2 rad—1.3 rad 的角度范围内, Goos-Hänchen 位移对于入射角的变化更加敏感.

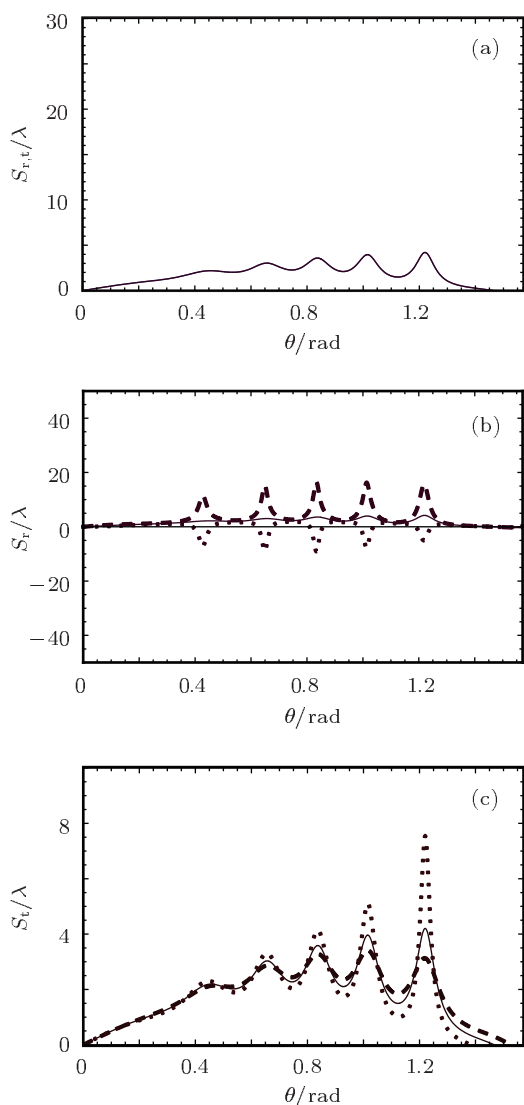


图 6 介质处于透明区域附近,反射光 S_r 和透射光 S_t 的 Goos-Hänchen 位移随入射角的变化 (a) $\delta\omega_1 = 2.5$ kHz, S_r (实线), S_t (虚线); (b), (c) $\delta\omega_1 = 2.5$ kHz (实线), $\delta\omega_1 = 2.45$ kHz (点线), $\delta\omega_1 = 2.55$ kHz (虚线). $\Delta = 5$ kHz

图 5 同样给出了图 3(a) 所对应的介质有明显吸收或放大的情况下,探测光的 Goos-Hänchen 位移随入射角的变化. 从图中很明显地看到,当介质对探测光有明显吸收或放大作用时,反射光和透射光的 Goos-Hänchen 位移较介质有弱吸收或弱放大时的 Goos-Hänchen 位移有非常明显的减小. 从图 3(a) 中可以看出,介质的吸收强度在失谐

量 $\delta\omega_1 = 2$ kHz 时比失谐量 $\delta\omega_1 = 3$ kHz 时要强,然而,反射光的 Goos-Hänchen 位移在 $\delta\omega_1 = 3$ kHz 时比在 $\delta\omega_1 = 2$ kHz 时对入射角的变化幅度大,透射光的正向 Goos-Hänchen 位移随着吸收的减弱而增大,如图 5(a) 和 (b) 所示. 当介质有明显放大性质时,如图 5(c) 和 (d),失谐量分别为 $\delta\omega_1 = 7$ kHz 和 $\delta\omega_1 = 8$ kHz,介质的放大强度在失谐量 $\delta\omega_1 = 7$ kHz 时比失谐量 $\delta\omega_1 = 8$ kHz 时要弱,随着放大作用的增强,反射光的 Goos-Hänchen 位移对入射角的变化表现得越来越迟缓,而且反射光的侧向位移出现负值;同时,随着放大作用的增强,透射光的 Goos-Hänchen 位移也对入射角的变化表现得越来越迟缓,并且位移的幅度也变小了. 因此,介质的

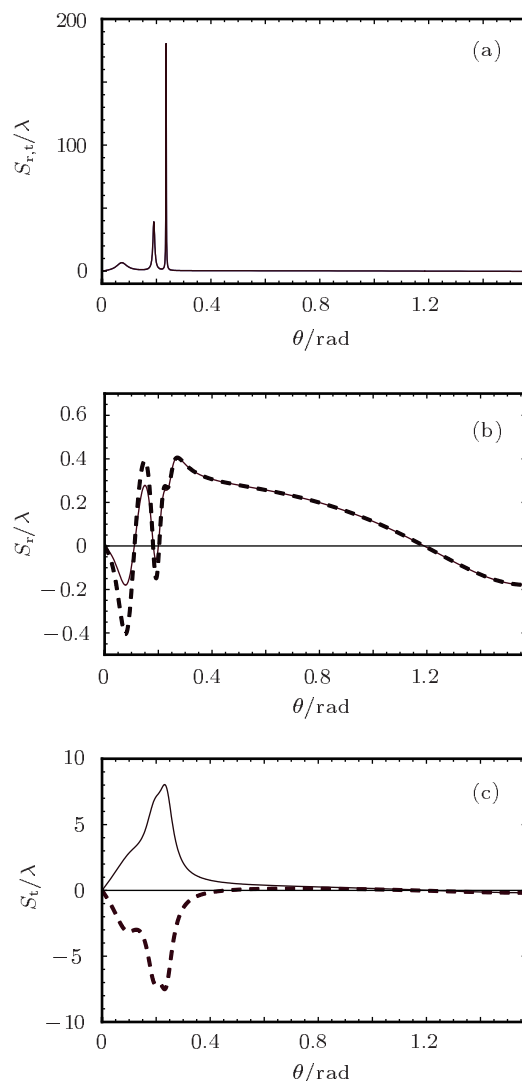


图 7 介质处于透明区域附近,反射光 S_r 和透射光 S_t 的 Goos-Hänchen 位移随入射角的变化规律 (a) $\delta\omega_1 = -2.5$ kHz, S_r (实线), S_t (虚线); (b), (c) $\delta\omega_1 = -2.45$ kHz (实线), $\delta\omega_1 = -2.55$ kHz (虚线). $\Delta = -5$ kHz

吸收、放大特性不仅影响 Goos-Hänchen 位移的正负、大小变化,同时也对 Goos-Hänchen 位移变化的灵敏度有一定的影响.

图 6 给出了图 3(b) 所对应的介质在透明点 $\delta\omega_1 = 2.5$ kHz, 弱吸收点 $\delta\omega_1 = 2.45$ kHz, 弱放大点 $\delta\omega_1 = 2.55$ kHz 时, 探测光的 Goos-Hänchen 位移随入射的变化. 在透明点, 反射光和透射光的 Goos-Hänchen 位移完全重合, 如图 6(a), 但是 Goos-Hänchen 位移的幅度比 $\Delta = 10$ kHz 时的 Goos-Hänchen 位移减小了几个波长. 当失谐量分别取 2.45, 2.5 和 2.55 kHz 时 (对应图 6(b) 和 (c) 中的点线、实线和虚线), Goos-Hänchen 位移的变化与 $\Delta = 10$ kHz 时的弱吸收、弱放大情况下的变化规律相同, 由于失谐量 Δ 的取值不同, 导致 Goos-Hänchen 位移的幅度明显地减小了.

图 7 给出了图 3(c) 所对应的介质在透明点 $\delta\omega_1 = -2.5$ kHz, 弱吸收点 $\delta\omega_1 = -2.45$ kHz, 弱放大点 $\delta\omega_1 = -2.55$ kHz 时, 探测光的 Goos-Hänchen 位移随入射角的变化. 介质的极化率在这种情况下仍然具有很强的对称性, 但是, 在所选取的失谐量范围内, 极化率的实部始终小于 0, 与 $\Delta > 0$ 时的情况完全相反. 当取失谐量 $\delta\omega_1 = -2.5$ kHz 的透明点时, 如图 7(a), 反射光和透射光的侧向位移仍然完全重合, 但是比较失谐量 $\Delta > 0$ 的情况, 在入射角较小时 Goos-Hänchen 位移的峰值得到极大的增强. 图 7(b) 和 (c) 中, 当失谐量取 $\delta\omega_1 = -2.45$ kHz 和 $\delta\omega_1 = -2.55$ kHz 时, 介质分别处于弱

吸收状态和弱放大状态, 对比 $\Delta = 5$ kHz 时透明点附近的 Goos-Hänchen 位移, 曲线的形状及幅度明显不同; 介质在处于增益和吸收完全相反的特性下, 反射光和透射光的侧向位移刚好相反 (图 7(c)), 当 $\theta > 0.2$ rad 时, 反射光和透射光的 Goos-Hänchen 位移重合 (图 7(b)). 通过对 $\Delta < 0$ 的情况分析, 可以通过调节系统失谐量的正负, 在小角度入射时, 使 Goos-Hänchen 位移出现峰值; 也可以在固定入射角的前提下, 改变 Goos-Hänchen 位移的正负.

4 结论

采用两个外加驱动场作用于四能级原子介质, 在失谐量变化时, 探测光的 Goos-Hänchen 位移有极大的变化. 分析得出: 当分别满足系统的两个共振条件时, 介质分别呈现出吸收和放大特性, 透射光的侧向位移几乎相反, 而在取其他值时, 介质的特性将呈现出特殊的对称性; 当吸收为零时, 反射光和透射光的侧向位移完全相同; 同时, 在透明区域附近对 Goos-Hänchen 位移的控制比强吸收或强放大特性下要灵敏, 可以实现位移的突变; 当系统失谐量为负值时, 较小的入射角就能使 Goos-Hänchen 位移达到很大的值. 通过调节系统失谐量的正负, 在固定入射角时就可以改变位移的正负, 同时也可以通过 Goos-Hänchen 位移的正负来判断介质的特性, 因此在光学传感器和光学调制器等领域有着潜在的应用.

- [1] Goos F, Hänchen H 1947 *Ann. Phys.* **1** 333
- [2] Goos F, Hänchen H 1949 *Ann. Phys.* **5** 251
- [3] Briers R, Leroy O, Shkerdin G 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **108** 1622
- [4] Harrick N J 1960 *Phys. Rev. Lett.* **4** 224
- [5] Igneovich V K 2004 *Phys. Lett. A* **322** 32
- [6] Chen F, Hao J, Li H G, Cao Z J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074223 (in Chinese) [陈凡, 郝军, 李红根, 曹庄琪 2011 物理学报 **60** 074223]
- [7] Li G X, Evers J, Keitel C H 2009 *Phys. Rev. B* **80** 045102
- [8] Berman P R 2002 *Phys. Rev. E* **66** 067603
- [9] Chen Y X, Li C F 2007 *Phys. Lett. A* **361** 178
- [10] Wang L G, Chen H, Zhu S Y 2005 *Opt. Lett.* **30** 2936
- [11] Wang L G, Ikram M, Zubairy M S 2008 *Phys. Rev. A* **77** 023811
- [12] Ziauddin, Qamar S, Zubairy M S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 023821
- [13] Yavuz D D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 223601
- [14] Proite N A, Unks B E, Green J T, Yavuz D D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 147401
- [15] Yavuz D D, Sikes D E 2010 *Phys. Rev. A* **81** 035804
- [16] Peng J S, Li G X 1998 *Introduction to Modern Quantum Optics* (Singapore: World Scientific)
- [17] Liu N H, Zhu S Y, Chen H, Wu X 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046607
- [18] Zheng H X, Ge D B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1702 (in Chinese) [郑宏兴, 葛德彪 2011 物理学报 **49** 1702]
- [19] Yu H, Jiang X Q, Yang J Y, Qi W, Wang M H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4208 (in Chinese) [余辉, 江晓清, 杨建义, 戚伟, 王明华 2008 物理学报 **57** 4208]
- [20] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics* (7th Ed.) (Cambridge: Cambridge University Press)
- [21] Li C F 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 133903
- [22] Artmann K 1948 *Ann. Phys.* **2** 87
- [23] Steinberg A M, Chiao R Y 1994 *Phys. Rev. A* **49** 3283

Coherent control of the Goos-Hänchen shift in four-level atomic medium*

Su Jia-Ni¹⁾ Deng Wen-Wu¹⁾²⁾ Li Gao-Xiang¹⁾

1) (College of Physical Science and Technology, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China)

2) (Institute of Photonics and Photo-Technology, Xianning University, Xianning 437100, China)

(Received 14 July 2011; revised manuscript received 15 November 2011)

Abstract

The manipulation of the Goos-Hänchen shifts in the reflected and transmitted light beam through a cavity containing four-level atomic medium is investigated by modifying the dispersion-absorption properties of the intracavity medium. Via two external coherent control fields, the Goos-Hänchen shifts of the reflected and transmitted beam can be easily controlled. It is found that around the transparent region of the medium, the Goos-Hänchen shifts are very sensitive and can be enhanced as compared with strong absorption and amplification.

Keywords: four-level atom, Goos-Hänchen shift, coherent control

PACS: 42.50.-P

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11074087).

† E-mail: dwwnu@126.com