

共振光的大折射率

罗振飞 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

刘 列

(国防科技大学应用物理系, 长沙 410073)

提 要

揭示了在多能级原子介质中的一种新现象: 利用原子相干可使共振光获得明显大于 1 的折射率.

关键词 共振光, 折射率.

熟知的吸收-色散关系表明, 对具有小频率失谐(δ)的探测光场, 有

$$\chi_1 \propto \delta \cdot \chi_2 \tag{1}$$

式中 χ_1 和 χ_2 分别是探测光在介质中引起的极化率的实部和虚部. 探测光的折射率与极化率实部的关系为

$$n^2 = 1 + \chi_1 \tag{2}$$

因此, 对共振光($\delta = 0$), 有 $n = 1$, 即共振光的折射率为 1.

本文将证明利用外加电磁场在多能级原子介质中产生原子相干, 可使探测光获得明显大于 1 的折射率.

通常情况下(无原子相干), 即使对非共振光, 光的折射率 n 也不能明显大于 1, 即 $n - 1 \ll 1$. 最近的研究表明, 利用量子干涉现象可使 n 增大. 这种现象^[1~6]不仅可用来制备一种新型光学材料, 亦可在诸如激光粒子加速器^[7]等方面得到应用. 然而, 在上述研究^[1~6]中, 获得大折射率的关键是必须选择探测光频率使之与对应的原子跃迁保持一定失谐. 因此, 本文研究的共振光折射率的增强现象既有理论本身的意义, 又具有如上所述的实用意义.

考察图 1 所示的上能极相干的三能级系统. 取 r_1 和 r_2 表示原子衰变几率, λ_1 和 λ_2 表示对应的非相干抽运速率. 能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的跃迁是偶极禁戒的. 原子上能级相干通过外加电磁场(ω_c, E_c). 原子演化由如下密度矩阵运动方程描述

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{\rho}_{11} &= -r_1\rho_{11} + \lambda_1\rho_{22} + iG\rho_{21} - iG^*\rho_{12}, \\
 \dot{\rho}_{22} &= r_1\rho_{11} - (r_2 + \lambda_1)\rho_{22} + \lambda_2\rho_{33} + iG^*\rho_{12} - iG\rho_{21} + ig\rho_{32} - ig^*\rho_{23}, \\
 \dot{\rho}_{33} &= r_2\rho_{22} - \lambda_2\rho_{33} + ig^*\rho_{23} - ig\rho_{32}, \\
 \dot{\rho}_{12} &= -(r_{12} + i\Delta)\rho_{12} + iG(\rho_{22} - \rho_{11}) - ig^*\rho_{13}, \\
 \dot{\rho}_{13} &= -(r_{13} + i(\Delta + \delta))\rho_{13} + iG\rho_{23} - ig\rho_{12}, \\
 \dot{\rho}_{23} &= -(r_{23} + i\delta)\rho_{23} + iG^*\rho_{13} + ig(\rho_{33} - \rho_{22}),
 \end{aligned} \right\} \tag{3}$$

$$\left. \begin{aligned} G &= \mu_{12}E_c, & g &= \mu_{23}E_p, \\ \Delta &= \omega_{12} - \omega_c, & \delta &= \omega_{23} - \omega_p, \\ r_{12} &= \frac{r_1 + r_2 + \lambda_1}{2}, & r_{13} &= \frac{r_1 + \lambda_2}{2}, & r_{23} &= \frac{r_2 + \lambda_1 + \lambda_2}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 μ 和 E 分别是原子偶极跃迁矩阵元和电场强度, 在 ω 和 E 中的下标 c 和 p 分别表示电磁场 (用于产生原子相干) 和探测场. 若 $\delta = 0$, 则探测场是共振的.

考虑小信号探测场情形, 此时极化率由 ρ_{23} 决定, 且只需计算到 g 的线性项. 在稳态求解方程组 (3) 可得

$$\rho_{23} = \frac{ig}{E_1 + E_2} \left\{ \frac{|G|^2}{r_{12} + i\Delta} R_{21} + [r_{13} + i(\delta + \Delta)] R_{32} \right\} \quad (5)$$

式中,

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= |G|^2 + r_{13}r_{23} - \delta(\delta + \Delta), & E_2 &= r_{13}\delta + r_{23}(\delta + \Delta), \\ R_{21} &= \rho_{22} - \rho_{11} = \frac{\lambda_2(r_1 - \lambda_1)(r_{12}^2 + \Delta^2)}{[2r_{12}|G|^2 + \lambda_1(r_{12}^2 + \Delta^2)]\lambda_2 + [2r_{12}|G|^2 + r_1(r_{12}^2 + \Delta^2)](r_2 + \lambda_2)}, \\ R_{32} &= \rho_{33} - \rho_{22} = \frac{[2r_{12}|G|^2 + r_1(r_{12}^2 + \Delta^2)](r_2 - \lambda_2)}{[2r_{12}|G|^2 + \lambda_1(r_{12}^2 + \Delta^2)]\lambda_2 + [2r_{12}|G|^2 + r_1(r_{12}^2 + \Delta^2)](r_2 + \lambda_2)} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

将 (5) 式代入到极化率表达式,

$$\chi = \frac{P}{\epsilon_0 E_p} = \frac{N \mu_{23}^2 \rho_{23}}{\epsilon_0 E_p}, \quad (7)$$

式中 $\chi = \chi_1 + i\chi_2$, P 为探测光引起的原子极化, N 为原子数密度, 可得极化率实部和虚部分别为

$$\chi_1 = \frac{N |\mu_{23}|^2}{\epsilon_0 (E_1^2 + E_2^2)} \left\{ \frac{|G|^2 (r_{12} E_2 + \Delta E_1)}{r_{12}^2 + \Delta^2} R_{21} + [r_{13} E_2 - (\delta + \Delta) E_1] R_{32} \right\} \quad (8)$$

$$\chi_2 = \frac{N |\mu_{23}|^2}{\epsilon_0 (E_1^2 + E_2^2)} \left\{ \frac{|G|^2 (r_{12} E_1 - \Delta E_2)}{r_{12}^2 + \Delta^2} R_{21} + [r_{13} E_1 + (\delta + \Delta) E_2] R_{32} \right\} \quad (9)$$

式中 χ_1 和 χ_2 分别决定探测光的折射率 ($\chi_1 = n^2 - 1$) 和介质对探测光的吸收.

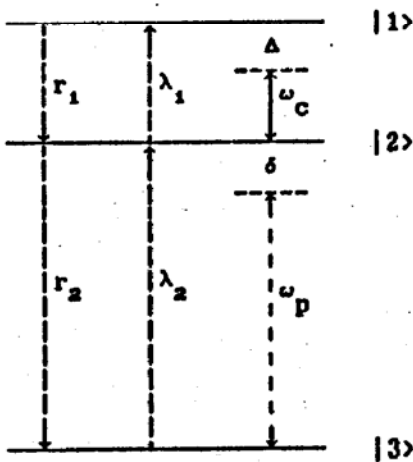


Fig. 1 Energy-level diagram

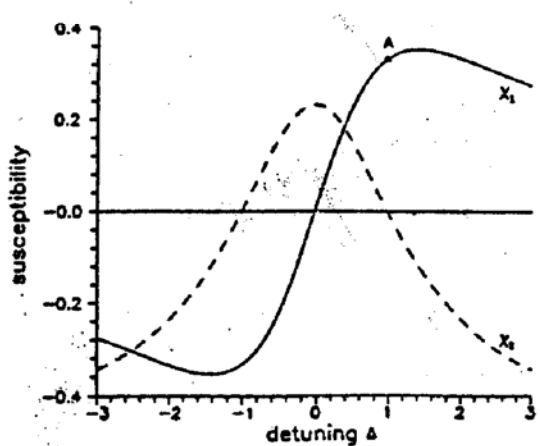


Fig. 2 The susceptibility vs detuning of EM field (Δ). At point A, we have $\chi_2 = 0$, $\chi_1 \approx 0.33$, which corresponds to $n \approx 1.15$

在以前对各种不同原子衰变系统的研究中^[1~6], 用于产生相干的电磁场均取为共振 ($\Delta = 0$), 此时只有当选择探测光频率使之具有失谐时, 探测光才能获得大折射率. 在图 1 所示系统

中,若取 $\Delta = 0$,则从(8)式知 $\chi_1 \propto \delta$ (对小的 δ 值). 因此若采用共振电磁场,对共振探测光($\delta = 0$)显然有 $\chi_1 = 0$,即共振的相干驱动场不能使共振探测光获得大于 1 的折射率.

考虑电磁场不与原子跃迁 $|1\rangle \rightleftharpoons |2\rangle$ 共振的情形. 从(8)式易见,对共振探测光($\delta = 0$),有 $\chi_1 \propto \Delta$ (对小的 Δ 值). 若 $\Delta \neq 0$, χ_1 亦不为零. 为证明 n 可明显大于 1(因而具有实用的价值),进行数值计算.

首先,可以忽略 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的无辐射跃迁,即 τ_2 可用辐射衰变几率 $r_2' = 4\pi^2 |\mu_{23}|^2 / 3\epsilon_0 \lambda_p^3$ 代替^[1]. 取 $r_2 = \lambda_1 = \lambda_2 = 0.2r_1$, $|G| = 0.5r_1$, $\delta = 0$,且原子数密度 $N = 10^{14} \text{cm}^{-3}$,则对 $\lambda_p = 1 \mu\text{m}$ 的探测光,其 χ_1 和 χ_2 随电磁场失谐(Δ)的关系示于图 2. 从应用角度而言,我们希望探测场不被介质吸收,即 $\chi_2 = 0$. 从图 2,发现对应于 A 点有 $\chi_2 = 0$, $\chi_1 \approx 0.33$ (它对应于 $n \approx 1.15$).

因此,这就证明了通过适当选择原子衰变几率,抽运速率,电磁场强度和频率,在图 1 所示能级衰变系统中可使共振探测光既不被介质所吸收,同时又能获得 $n \approx 1.15$ 的大折射率.

参 考 文 献

- [1] M. O. Scully, Enhancement of the index of refraction via quantum in interference. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**(14): 1855~1858
- [2] M. Fleischhauer, C. H. Keitel, M. O. Scully *et al.*, Lasing without inversion and enhancement of the index of refraction via interference of incoherent pump processes. *Opt. Commun.*, 1992, **87**(3): 109~114
- [3] M. O. Scully, S. Y. Zhu, Ultra-large index of refraction via quantum interferences. *Opt. Commun.*, 1992, **87**(3): 134~138
- [4] Zhen-Fei, Luo, Zhi-Zhan Xu, The absorption and dispersion in the medium with electromagnetically-induced interference. *Phys. Lett. A*, 1992, **A171**(1): 81~86
- [5] 罗振飞, 徐至展, 周骄阳 等, 原子相干引起的光折射率增强. *物理学报*, 1993, **42**(3)
- [6] 罗振飞, 徐至展, 余玮 等, 在 V 型系统中原子相干对吸收-色散关系的影响. *光学学报*, 1993, **13**(1): 28~30
- [7] J. Fontana, R. Pantell, *J. Appl. Phys.*, 1983, **53**: 4285

Large index of refraction for a resonant light

LUO Zhenfei XU Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

LIU Lie

(Department of Applied Physics, National University of Defense Technology, Changsha 410073)

(Received 5 October, 1992)

Abstract

A new phenomenon in the medium consisting of multi-level atoms is revealed, which states that a large index of refraction is achievable for a resonant light with the help of atomic coherence.

Key words resonant light, index of refraction.