

高 Q 法布里-珀罗腔中二阶串级非线性相移^{*}

郭 儒 周宗文 李乙钢 凌振芳 董孝义

(南开大学物理科学学院, 天津 300071)

(2001 年 9 月 12 日收到, 2001 年 11 月 13 日收到修改稿)

在高 Q 值法布里-珀罗腔中研究了二阶串级非线性相移. 结果表明, 通过改变入射光强, 可以全光学控制基频光束的透射率和它的相移. 基频透射光束的非线性相移相对入射光强的变化率被提高了腔精细度的平方. 这可用作光子学开关器件.

关键词: 二阶串级效应, 法布里-珀罗腔, 非线性相移

PACC: 4265K, 4265J, 4642

1. 引 言

依赖光强的非线性相移或光致局域折射率的变化在全光学信息处理中具有潜在的应用价值, 其中与光强成正比的光克尔效应一直是人们关注的焦点^[1]. 然而过小的非共振光克尔系数大大地限制了它在实际中的应用. 另一方面人们发现, 在无中心对称的二阶非线性光学介质中, 通过串级过程, 例如通过相继频率上转换和下转换过程 $\chi^{(2)}(\omega, 2\omega, -\omega)$ 、 $\chi^{(2)}(2\omega, \omega, \omega)$, 可以使基频波获得很大的非线性相移^[2]. 研究指出, 在一定极限情况下, 可以产生大于 π 的相移^[3]. 在二次谐波产生过程中, 相位失配是一个关键问题, 为此人们发展了各种相位匹配技术. 然而正是在相位失配下, 能量在基频光和倍频光相互转化过程中, 发现了很不寻常的现象. 当基频波把部分能量上转换给二次谐波, 二次谐波通过下转换产生出有相移的基波, 合成的基波在不断地累积过程中产生出可观的相位移动. 研究表明在一定条件下, 这种非线性相移正比于基频光强^[2]. 这意味着通过二阶串级过程可以产生类克尔三阶非线性效应. 实验和理论还指出这种串级非线性是一种增强的有效三阶非线性效应^[4-6]. $\chi^{(2)}$ 串级光学非线性正引起人们的普遍重视, 其潜在的应用也有许多报道^[7,8].

在参量作用过程中, 转换效率正比于几何因子 L^2/A 和光功率 P . 为了提高转换效率, 应该有长的非线性作用距离 L 和小的光束截面 A . 光波导被认

为是最合适的一种非线性作用介质^[9]. 因为光波导能将光束限制在波长量级的截面内以无衍射的形式传播相当长的距离. 为了增加光的功率, 人们又利用低耗高 Q 共振腔, 在共振腔内产生高功率的光场. 例如, 用低损耗的光纤制成的环形腔, 使低功率激光在环内产生出高功率抽运光, 从而在环内实现低阈值下的各种受激散射^[10]. 利用非线性光纤环形腔实现全光学开关操作, 其开关功率被退化了腔精细度的平方倍^[11]. 最近又有人用半导体 GaAs 研制微型环形腔, 通过环内四波混频实现波长转换, 理论预言其转换效率提高了腔精细度的四次方. 甚至在考虑了环中的损耗后, 其转换效率也被提高了“场增强因子”的八次方(“场增强因子”的平方大致相当于腔的精细度^[12]). 实验也证实了这种环形微腔的转换效率较直线波导转换效率约有 26dB 的改善. 也是在最近, 人们在充有二阶非线性介质的高 Q 法布里-珀罗腔中, 通过基频和倍频光的非线性作用, 实现了基频波从全反射到全透射的开关运作. 在二阶非线性系数 d 不大于 20 pm/V, 入射光强低于 10 GW/cm², 仅在 6 μ m 的法布里-珀罗腔中, 产生了 100% 全光学开关作用, 其共振透射光的谱宽仅为 0.1 nm^[13]. 微型腔的低耗高 Q 加上快响应正成为集成光学中的多功能元件^[14]. 本文研究了充有二阶非线性光学介质的法布里-珀罗共振腔的串级光学非线性. 研究结果表明腔内的二阶串级过程不仅产生了高功率的基频光场, 而且通过调节入射基频光强可方便地实现共振

^{*} 国家自然科学基金(批准号 61037010)资助的课题.

条件,使基频光束产生 100% 全透射,同时共振透射基频光波的相位相对入射光强的变化率被提高了腔精细度的平方.这就是说通过微调光强可实现相位的 π 突变.

2. 理论分析

如图 1 所示,将一块厚度为 L 、折射率为 n 的平面平行的二阶非线性介质板置于空气 $n' = 1$ 中,就是一种最简单的法布里-珀罗腔.

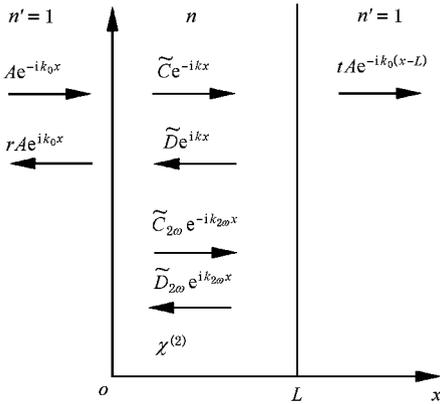


图 1 简单法布里-珀罗腔

设频率为 ω 的基频入射光 Ae^{-ik_0x} 从腔的左侧垂直入射在 $x = 0$ 的界面上,反射光波为 rAe^{ik_0x} ,进入腔中的基频前向波为 $\tilde{C}e^{-ikx}$,后向波为 $\tilde{D}e^{ikx}$,其中 $k = k_0 n = 2\pi n/\lambda$ 为基波矢, λ 为真空中的基频波长,从 $x = L$ 界面的出射基频光为 $tAe^{-ik_0(x-L)}$.当基频 ω 光波进入腔内,在腔内激发二阶非线性极化,从而产生前向倍频光 $\tilde{C}_{2\omega} e^{-ik_{2\omega}x}$ 和后向倍频光 $\tilde{D}_{2\omega} e^{ik_{2\omega}x}$, $k_{2\omega}$ 为倍频波波矢.基于相位匹配的限制,本文只考虑同方向共线基频波和倍频波的非线性作用,在振幅慢变化近似下,基频波和倍频波的耦合方程为

$$\frac{d\tilde{C}}{dx} = -i \frac{\omega}{4cn_\omega} \chi^{(2)}(\omega, 2\omega, -\omega) \tilde{C}_{2\omega} \tilde{C}^* e^{-i\Delta kx},$$

$$\frac{d\tilde{C}_{2\omega}}{dx} = -i \frac{\omega}{2cn_{2\omega}} \chi^{(2)}(2\omega, \omega, \omega) \tilde{C}_\omega^2 e^{i\Delta kx}, \quad (1)$$

$$\frac{d\tilde{D}}{dx} = i \frac{\omega}{4cn_\omega} \chi^{(2)}(\omega, 2\omega, -\omega) \tilde{D}_{2\omega} \tilde{D}^* e^{i\Delta kx},$$

$$\frac{d\tilde{D}_{2\omega}}{dx} = i \frac{\omega}{2cn_{2\omega}} \chi^{(2)}(2\omega, \omega, \omega) \tilde{D}_\omega^2 e^{-i\Delta kx}, \quad (2)$$

其中 $\Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega) = k_{2\omega} - 2k$ 为波矢失配, n_ω 和 $n_{2\omega}$ 分别为基频光和倍频光的折射率, c 为真

空中的光速.在忽略损耗情况下,非线性极化率有 Manley-Rowe 关系:

$$\chi^{(2)}(\omega, 2\omega, -\omega) = 2\chi^{(2)*}(2\omega, \omega, -\omega). \quad (3)$$

本文研究的重点是在相位失配 ($\Delta k \neq 0$) 情况下,二阶串级过程引起基频波的非线性相移.为此,从方程 (1) 中消去 $\tilde{C}_{2\omega}$, 给出基频波复振幅 \tilde{C}_ω 的方程

$$\frac{d^2 \tilde{C}_\omega}{dx^2} + i\Delta k \frac{d\tilde{C}_\omega}{dx} - \Gamma^2 \left(1 - \left|\frac{\tilde{C}_\omega}{C}\right|^2\right) \tilde{C}_\omega = 0, \quad (4)$$

其中 $C = \tilde{C}_\omega(x=0)$,

$$\Gamma^2 = \frac{\omega^2 (\chi^{(2)})^2}{4c^2 n_\omega^2 n_{2\omega}} |C|^2 = \alpha I_C, \quad (5)$$

其中 $\alpha = \omega^2 (\chi^{(2)})^2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} / 2c^2 n_\omega^2 n_{2\omega}$, $\chi^{(2)} = \chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$.这里还利用了关系 $I_C = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_\omega |C_\omega|^2$.在小转换近似下,允许取 $\tilde{C} = C e^{-i\phi_C^{\text{NL}}(x)}$, 将其代入方程 (4) 后给出基频波非线性相位方程

$$\left(\frac{d\phi_C^{\text{NL}}}{dx}\right)^2 - \Delta k \left(\frac{d\phi_C^{\text{NL}}}{dx}\right) - \Gamma^2 = 0. \quad (6)$$

对方程 (6), 从 $x = 0$ 到 $x = L$ 积分, 给出

$$\phi_C^{\text{NL}}(L) = \frac{\Delta k L}{2} \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{2\Gamma^2(I_C)}{\Delta k}\right)^2}\right]. \quad (7)$$

对于腔中的后向波, $\tilde{D} = D e^{-i\phi_D^{\text{NL}}(x)}$, 类似地, 给出

$$\phi_D^{\text{NL}}(L) = \frac{\Delta k L}{2} \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{2\Gamma^2(I_D)}{\Delta k}\right)^2}\right], \quad (8)$$

其中 $\phi_{C,D}^{\text{NL}}(L) \equiv \phi_{C,D}^{\text{NL}}$ 描述了腔内倍频光在回馈基波过程中,基频波所累积的非线性相移.

对于基频波,在入射面 $x = 0$ 处,入射波、反射波和腔内前向波、后向波要满足边界条件

$$C = t_{12}A + r_{21}D, \quad (9)$$

$$rA = r_{12}A + t_{21}D. \quad (10)$$

在出射面 $x = L$ 处,腔内的前向波和后向波与透射波之间也有相应的边界条件

$$tA = t_{23}C e^{-i(\phi_C^{\text{NL}} + \phi)}, \quad (11)$$

$$D = r_{23}C e^{-i(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)}, \quad (12)$$

其中 $\phi = 2\pi nL/\lambda$, t_{12} , r_{21} 和 r_{12} , t_{21} 分别为入射面 ($x = 0$) 的透射系数和反射系数, t_{23} 和 r_{23} 分别为出射面 ($x = L$) 的透射系数和反射系数.它们之间有如下关系:

$$t_{12}^2 + r_{12}^2 = 1,$$

$$\begin{aligned} nr_{21}^2 + t_{21}^2 &= 1, \\ nr_{23}^2 + t_{23}^2 &= 1. \end{aligned} \quad (13)$$

从联立方程(9—12)中消去 C 和 D , 可给出基频波的透射系数和反射系数, 其中透射系数为

$$\begin{aligned} t &= \frac{t_{12} t_{23} e^{-(\phi_C^{\text{NL}} + \phi)}}{1 - r_{21} r_{23} e^{-(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)}} \\ &= \frac{T e^{-(\phi_C^{\text{NL}} + \phi)}}{1 - R e^{-(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)}}, \end{aligned} \quad (14)$$

反射系数为

$$\begin{aligned} r &= r_{12} + \frac{t_{12} t_{21} r_{23} e^{-(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)}}{1 - r_{21} r_{23} e^{-(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)}} \\ &= \frac{\sqrt{R} [1 - e^{-(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)}]}{1 - R e^{-(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)}}, \end{aligned} \quad (15)$$

其中 $T = t_{12} t_{23}$, $R = r_{21}^2 = r_{23}^2 = (-r_{12})^2$, 而且满足 $T + R = 1$.

如果将复透射系数写成 $t = |t| e^{-i\Psi}$, 那么由方程(14)可给出透射率

$$|t|^2 = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2[(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)/2]} \quad (16)$$

和透射系数的相位

$$\Psi = \phi_C^{\text{NL}} + \phi + \tan^{-1} \frac{R \sin(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)}{1 - R \cos(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)}. \quad (17)$$

以上这些结果除了引入非线性相位 $\phi_{C,D}^{\text{NL}}$ 外, 其形式与线性法布里-珀罗腔的形式相同^[15].

借助于(14)(11)和(12)式, 可给出腔内的场强与入射光强之比, 分别为

$$\left| \frac{C}{A} \right|^2 = \frac{t_{12}^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2[(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)/2]}, \quad (18)$$

$$\left| \frac{D}{A} \right|^2 = \frac{t_{12}^2 r_{23}^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2[(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)/2]}. \quad (19)$$

不难看出在共振情况下, 即 $(\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi)/2 = m\pi$, 腔内光强约为入射光的 $1/n(1 - R)$ 倍(因为 $t_{12}^2 = T/n = (1 - R)/n$). 对于高 Q 值的法布里-珀罗腔, $R \sim 1$, 因此腔内光强比入射光强会大得多. 同时, 由于 $r_{23}^2 = R \sim 1$, 所以 $|D|^2 \approx |C|^2$, 从而 $\phi_D^{\text{NL}} \approx \phi_C^{\text{NL}}$, 令 $\phi_C^{\text{NL}} + \phi_D^{\text{NL}} + 2\phi = 2\Phi$, 于是透射率化简为

$$|t|^2 = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4\sin^2\Phi}. \quad (20)$$

共振时, $\Phi = \phi_C^{\text{NL}} + \phi = m\pi$, $|t|^2 = 1$, 基波有 100% 的透射. 值得注意的是, 共振条件的满足完全可由非线性相移来实现. 具体而言, 当符合如下条件:

$$\begin{aligned} \Phi &= \phi_C^{\text{NL}} + \phi \\ &= \frac{\Delta k L}{2} \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{2\Gamma(I_C)}{\Delta k} \right)^2} \right] + kL = m\pi, \end{aligned} \quad (21)$$

将发生全透射. 由上式不难看出实现共振有多种控制参量: 几何长度 L 、相位失配 Δk 和光强 I_C 等, 但通过改变光强最方便可行. 本文在两种极限情况下给出控制光强 I_{C0} .

当 $\left(\frac{2\Gamma(I_C)}{\Delta k} \right)^2 \ll 1$ 时

$$\phi_C^{\text{NL}} \approx - \frac{\Gamma^2(I_C) L^2}{\Delta k L}, \quad (22)$$

(21) 式成为 $\left(- \frac{\Gamma^2(I_C)}{\Delta k} + k \right) L = m\pi$, 从而给出

$$I_{C0} = \frac{(k - m\pi/L) \Delta k}{\alpha}. \quad (23)$$

当 $\left(\frac{2\Gamma(I_C)}{\Delta k} \right)^2 \gg 1$ 时

$$\phi_C^{\text{NL}} \approx - \Gamma(I_C) L, \quad (24)$$

(21) 式成为 $-\Gamma(I_C) L + kL = m\pi$, 从而给出

$$I_{C0} = \frac{(k - m\pi/L)^2}{\alpha^2}, \quad (25)$$

其对应的入射光强仅是 I_{C0} 的 $(1 - R)^n$ 倍(见 18 式).

从 $x = L$ 透射的基频光是 $tA = |t| A e^{-i\Psi}$, 其非线性相移

$$\begin{aligned} \Psi &= \Phi + \tan^{-1} \frac{R \sin 2\Phi}{1 - R \cos 2\Phi} \\ &= \tan^{-1} \left(\frac{1 + R}{1 - R} \tan \Phi \right). \end{aligned} \quad (26)$$

在共振附近, Ψ 有 $-\pi/2 \sim \pi/2$ 的相位变化^[15]. 本文研究在共振条件下相移 Ψ 相对入射光强的变化率. 借助于(26)(22)和(18)式, 得到

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\Psi}{dI_C} \right|_{\Phi=m\pi} &= \left. \frac{d\Psi}{d\Phi} \frac{d\Phi}{dI_C} \frac{dI_C}{dI_C} \right|_{\Phi=m\pi} \\ &= - \frac{(1 + R) \alpha L}{(1 - R) \Delta k} \frac{|t_{12}|^2}{(1 - R)^2} = - F^2 \frac{1 + R}{\pi^2 R n} \frac{\alpha L}{\Delta k}, \end{aligned} \quad (27)$$

其中 $F = \frac{\pi \sqrt{R}}{1 - R}$ 为法布里-珀罗腔的精细度^[15], $\frac{d\Phi}{dI_C} =$

$-\frac{\alpha L}{\Delta k}$ 为非共振体介质中串级非线性相移对光强的变化率。(27)式指出在高 Q 的法布里-珀罗共振腔中通过二阶串级过程,全透射光的相位相对入射光强的变化率正比于腔精细度的平方倍,取 $R = 0.99$, $F^2 = 97710$,相对于无共振的相位变化率约提高了 10^4 倍.这意味着通过控制入射光强可以灵敏地实

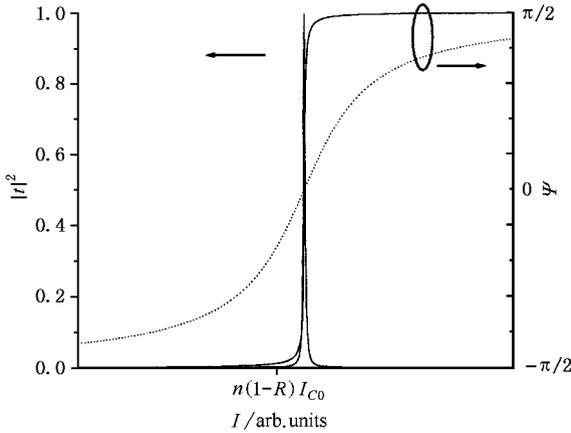


图2 法布里-珀罗腔基频光透射率 $|t|^2$ 随入射光强的变化和相移 Ψ 随入射光强的变化(——),以及随腔内光强 I_C 的变化(.....)

现全透射光的 π 相位突变.在 $[2\Gamma(I_C)L/\Delta kL] \ll 1$ 情况下,基频光的透射率 $|t|^2$ 及其相移 Ψ 随入射光强的变化如图2所示.为了比较,图2还给出 Ψ 随腔中基频光强 I_C 的变化曲线(点线).不难看出,入射光强对 $|t|^2$ 和 Ψ 的控制十分灵敏,因此法布里-珀罗腔可用作灵敏的全光学开关器件.

3. 结 论

由二阶串级过程引起的串级光学非线性正引起人们的普遍重视^[4].二阶串级过程既可以发生在体介质中,也可以发生在波导中,以及低耗高 Q 的共振腔中.对于后者由于腔的共振效应,不仅可方便地通过控制入射光强实现共振条件(其控制光强仅是无共振体介质所需光强的 $(1-R)$ 倍),产生 100% 基频波的全透射,而且全透射光的相位相对入射光强的变化率约提高了腔精细度的平方,亦即通过控制入射光强可灵敏地实现全透射光的 π 相位突变.以上分析为用法布里-珀罗腔研制高灵敏的全光学开关器件提供了理论依据.

- [1] Stegeman G I and Wa P L 1995 *Nonlinear Optical Materials and Devices for Applications in Information Technology* (Dordrecht: Kluwer Academic)
- [2] Desalvo R, Hagan D J, Bahae M S, Stegeman G, Stryland E W V and Vanherzeele H 1992 *Opt. Lett.* **17** 28
- [3] Stegeman G, Bahae M S, Stryland E V and Assanto G 1993 *Opt. Lett.* **18** 13
- [4] Stegeman G, Hagan D J and Torner L 1996 *Opt. Quantum Elec-tion.* **28** 1691
- [5] Khurgin J B, Obeidat A, Lee S J and Ding Y T 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 1977
- [6] Guo R, Li Y G and Pan S H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1087 (in Chinese) [郭 儒、李乙钢、潘士宏 2001 物理学报 **50** 1087]
- [7] Stegeman G, Hagan O J and Torner L 1996 *Opt. Quantum Elec-tron.* **28** 1691
- [8] Huang G X 2001 *Chin. Phys.* **10** 48
- [9] Agrawal G P 1995 *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Academic)
- [10] Stokes L F, Chodorow M and Shaw H J 1982 *Opt. Lett.* **7** 509
- [11] Heebner J E and Boyd R W 1999 *Opt. Lett.* **24** 847
- [12] Absil P P, Hryniewicz J V, Little B E, Cho P S, Wilson R A, Jones L G and Ho P T 2000 *Opt. Lett.* **25** 554
- [13] D'Aguzzo G, Angelillo E, Sibilla C, Scalora M and Bertolotti M 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 1188
- [14] Little B E, Foresi J S, Steinmeyer G, Thoen E R, Chu S T, Haus H A, Ippen E P, Kimerling L C and Greene W 1998 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10** 549
- [15] Yeh P 1998 *Optical Waves in Layered Media* (New York: Wiley)

Nonlinear phase-shift in a high- Q Fabry-Perot cavity induced by cascaded second-order effect^{*}

Guo Ru Zhou Zong-Wen Li Yi-Gang Ling Zhen-Fang Dong Xiao-Yi

(*College of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

(Received 12 September 2001 ; revised manuscript received 13 November 2001)

Abstract

We examine the nonlinear phase-shift in a high- Q Fabry-Perot cavity induced by cascaded second-order effect. The result shows that all-optical control of transmissivity and phase shift of a fundamental beam is possible, based on resonance enhancement, through changing input intensity. The derivative of the nonlinear phase-shift of the fundamental transmission beam with respect to input intensity is enhanced by the square of resonator fineness, which allows for photonic switching devices.

Keywords : cascaded second-order effect, Fabry-Perot cavity, nonlinear phase-shift

PACC : 4265K, 4265J, 4642

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.61037010).