

级联二阶非线性法布里-珀罗 谐振腔特性分析*

檀慧明

(中国科学院长春光学精密机械研究所, 长春 130022)

摘 要 在小信号近似下, 得出了级联二阶过程的表达式。利用该式的有效三阶极化率的表达式, 讨论了存在二阶非线性光学晶体的法-珀谐振腔的非线性光学特性。分析表明, 由于谐振腔的存在, 通过非线性晶体的功率密度超过入射功率密度几十倍以上, 因而产生了较大的、随相位失配变化的非线性相位漂移。当相位失配接近 2π 时, 获得基频光的最大相位漂移。该最大相位漂移对应的相位失配随着入射功率密度、非线性晶体的二阶极化率和晶体长度而变化。

关键词 非线性光学, 级联二阶过程, 法布里-珀罗谐振腔, 相位漂移。

1 引 言

近年来, 由于二阶非线性光学晶体的级联过程可以产生大的和快的电子型三阶非线性, 级联二阶非线性的研究得到了迅速的发展。在级联二阶过程中, 频率为 ω_1 的基频光场经倍频后产生光场 $\omega_2 = \omega_1 + \omega_1$, 倍频光 ω_2 又与基频光 ω_1 相互作用, 产生差频光 ω_3 。如果忽略中间过渡的倍频光场 ω_2 , 整个过程可被看作基频光场的四波相互作用。级联二阶过程的四波相互作用产生的自衍射和光学混频现象已被实验研究^[1, 2], 引起的非线性相位漂移和用于全光学信号处理的相干相互作用也已被研究^[3~5]。在全光学信号处理中, 为了降低入射信号功率, 需采用非线性极化率大的晶体或增加相互作用长度。增加相互作用长度方法有几种。一种是采用准相位匹配方法, 通过光在光波导或光纤中传播减小光束的发散; 另一种方法是利用法布里-珀罗谐振腔增加相互作用距离和作用强度。光束在非线性晶体光波导中的级联二阶过程已被大量研究^[6~7], 但讨论非线性法布里-珀罗谐振腔的级联二阶过程的很少^[8]。

本文以麦克斯韦方程为基础, 在小信号转换近似下, 把级联二阶过程用简单的有效三阶非线性极化率表示。以该表达式为基础, 分析了由于级联二阶过程的存在, 引起的光束在具有二阶非线性光学晶体的法布里-珀罗谐振腔内传播时的腔内功率密度和输入输出特性的变化, 以及产生的非线性相位漂移。解释了文献[8]中未能解释的实验现象。计算表明, 由于法布里-珀罗谐振腔的存在, 增加了二阶非线性光学晶体的级联二阶非线性效应应用于光子器件中的可行性。

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1998-05-07; 收到修改稿日期: 1998-07-16

2 级联二阶非线性现象

假设相互作用的光束是沿 z 方向传播的无限平面波。在透明非线性介质内, 麦克斯韦波动方程为

$$\partial^2 E / \partial z^2 = \mu_0 \epsilon \partial^2 E / \partial t^2 - \mu_0 \partial^2 P_{NL} / \partial t^2 \quad (1)$$

这里, 场强由

$$E = \frac{1}{2} \sum_T \{ A_{at}(z) \exp [i(k_{at}z - \omega_{at}t)] + C.C \} \quad (2)$$

表示。 A_a 为电场的复振幅, k 为波矢, ω 为圆频率, ϵ 为相对介电常数。二阶非线性极化强度由

$$P_{NL}^{(2)} = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 \quad (3)$$

给出。 ϵ_0 为真空介电常数, $\chi^{(2)}$ 为有效二阶极化率。

考虑在实际倍频应用中, 参与倍频的两个相互作用场相同以及场振幅慢变近似, 把(2)式和(3)式代入到(1)式中, 得到二次谐波产生的三波相互作用耦合波方程:

$$dA_s(z)/dz = i(\omega_b/2n_s c) \chi^{(2)}(-\omega_b; \omega_b, \omega_b) A_a^2(z) \exp(i\Delta k z) \quad (4)$$

$$dA_a(z)/dz = (i\omega_b/4n_a c) \chi^{(2)}(-\omega_b; \omega_b, -\omega_b) A_s(z) A_a^*(z) \exp(-i\Delta k z) \quad (5)$$

式中 A_s 和 A_a 分别为倍频光电场和基频光电场的复振幅。式中 n_s 和 n_a 分别为倍频光和基频光的折射率, c 为真空中光速, $\Delta k = 2k_a - k_s$ 为倍频场的相位失配。考虑到 $\omega_s = 2\omega_b$ 和 $\chi^{(2)}(-\omega_b; 2\omega_b - \omega_b) = 2\chi^{(2)}(-2\omega_b; \omega_b, \omega_b)^{[9]}$, 得到

$$dA_s(z)/dz = (i\omega_b/2n_s c) \chi^{(2)}(-2\omega_b; \omega_b, \omega_b) A_a^2(z) \exp(i\Delta k z) \quad (6)$$

$$dA_a(z)/dz = (i\omega_b/2n_a c) \chi^{(2)}(-2\omega_b; \omega_b, \omega_b) A_s(z) A_a^*(z) \exp(-i\Delta k z) \quad (7)$$

在小信号转换近似下, 即 $A_a(z) = A_a(0)$ 时, 从 $z = 0$ 到 $z = z'$ 对(6)式积分, 并考虑到 $A_s(0) = 0$, 得到在 z' 处二次谐波场的振幅

$$A_s(z') = \frac{\omega_b}{2n_s c} \chi^{(2)} A_a^2 \frac{1}{\Delta k} [\exp(i\Delta k z') - 1] \quad (8)$$

令(8)式中的 $z' = z$, 把(8)式代入(7)式, 得到

$$\frac{dA_a(z)}{dz} = i \frac{\omega_b^2}{4n_a n_s c^2 \Delta k} [\chi^{(2)}]^2 (A_a)^2 A_a^* [1 - \exp(-i\Delta k z)] \quad (9)$$

当基频光通过非线性介质时, 材料的固有三阶非线性极化率引起单频单光束的三阶非线性相互作用。考虑到该作用引起的基频光场的振幅变化为

$$dA_a(z)/dz = (i\omega_b/4n_a c) \chi_0^{(3)} A_a^2(z) A_a^*(z) \quad (10)$$

上式中 $\chi_0^{(3)}$ 由三阶极化强度 $P_{NL}^{(3)} = \epsilon_0 \chi_0^{(3)} |E|^2 E / 2$ 所定义。

考虑到当基频光通过非线性介质时, 材料的固有三阶非线性和级联二阶非线性产生的有效三阶非线性同时存在, 在小信号转换近似下, (9)式和(10)式可由一个表达式表示:

$$\frac{dA_a(z)}{dz} = i \frac{\omega_b}{4n_a c} \left\{ \chi_0^{(3)} + \frac{\omega_b}{n_s c \Delta k} [\chi^{(2)}]^2 [1 - \exp(-i\Delta k z)] \right\} (A_a)^2 A_a^* \quad (11)$$

对上式从 0 到相互作用长度 L 积分, 得到基频场的输出振幅为

$$A_a(L) = i \frac{\omega_b L}{4n_a c} [\chi_0^{(3)} + \chi_{\text{eff}}^{(3)}] A_a^2 A_a^* \quad (12)$$

级联二阶过程产生有效三阶极化率 $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 的实部和虚部可分别表示为简单的形式:

$$\text{Re } \chi_{\text{eff}}^{(3)} = \frac{\omega_b L}{c n_s} [\chi^{(2)}]^2 \frac{1}{\Delta k L} \left(1 - \frac{\sin \Delta k L}{\Delta k L} \right), \quad \text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)} = \frac{\omega_b L}{c n_s} [\chi^{(2)}]^2 \frac{1}{2} \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} \quad (13)$$

上式表明, $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 与有效二阶非线性极化率 $\chi^{(2)}$ 的平方成正比。 $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 的实部和虚部随相位失配 ΔkL 的变化如图 1 所示。

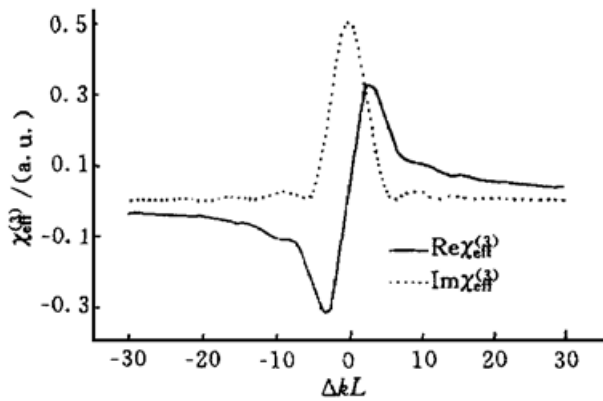


Fig. 1 The change of $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ via ΔkL , the solid line showing the real part and the dashed line showing the imaginary part

由于 $\text{Re } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 与 Δk 成反比, 而 $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 与 Δk^2 成反比, 当 $|\Delta kL| \gg 2\pi$ 时, $\text{Re } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 起主要作用。这时

$$\chi_{\text{eff}}^{(3)} \approx (\omega_0/cn_s) [\chi^{(2)}]^2/\Delta k \quad (14)$$

上式与文献[8]中的简单公式相似。可以看出, 这时 $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 与相互作用长度无关, 仅由 $\chi^{(2)}$ 和 Δk 所决定。当 $|\Delta kL| = 2\pi$ 时, $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)} = 0$, $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 是纯实数。当 $|\Delta kL|$ 很小时, $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 变成复数, 与相互作用长度 L 有关。当 $|\Delta kL| = \pi$ 时, $\text{Re } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 具有最大值

$$\text{Re } \chi_{\text{eff}}^{(3)} = (\omega_0L/cn_s) [\chi^{(2)}]^2/\pi \quad (15)$$

当 $\Delta k = 0$ 时, $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 为纯虚数的最大值。 $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 是由于二次谐波的产生, 泵浦光经过双光子吸收的结果。只不过这里泵浦光损失的两个光子转换成二次谐波

的一个光子, 而不是如半导体材料那样激发材料中满带的电子到导带。如用有效双光子吸收系数表示有效三阶非线性极化率的虚部, 并考虑简并, 其表达式是^[10]

$$\beta_{\text{eff}} = (\omega_0/c^2 n_a^2 \epsilon_0) \text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)} \quad (16)$$

把(13)式的虚部表达式代入(16)式, 得到

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{\omega_0}{c^2 n_a^2 \epsilon_0} \frac{\omega_0 L}{cn_s} [\chi^{(2)}]^2 \frac{1}{2} \frac{\sin^2(\Delta kL/2)}{(\Delta kL/2)^2} \quad (17)$$

忽略线性吸收, 泵浦光束的强度沿传播方向衰减,

$$d\Phi_a/dz = -\beta_{\text{eff}} \Phi_a^2 \quad (18)$$

上式从 0 到 L 积分, 得到

$$\Phi_a(L) = \Phi_a(0) / [1 + \Phi_a(0) \beta_{\text{eff}} L] \quad (19)$$

假设 $\Phi_a(0) \beta_{\text{eff}} L \ll 1$, 展开上式, 取前两项, 再用(17)式表示 β_{eff} , 得到

$$\Phi_a(L) = \Phi_a(0) - \left\{ \frac{\omega_0^2 [\chi^{(2)}]^2}{2c^3 n_a^2 \epsilon_0 n_s} \right\} \Phi_a(0) L^2 \frac{\sin^2(\Delta kL/2)}{(\Delta kL/2)^2} \quad (20)$$

上式中第二项是基频光传播距离 L 后光强的损失, 与二次谐波光强度的公式一致。表明由于 $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 的存在而损失的能量全部转换成二次谐波输出。

3 级联二阶非线性法布里-珀罗谐振腔

通常, 由二阶非线性晶体组成的法布里-珀罗谐振腔主要是在相位匹配下外谐振腔倍频中使用^[11, 12], 其结构由图 2 所示。级联二阶非线性晶体法布里-珀罗谐振腔同样是由反射镜 M_1 、非线性晶体和反射镜 M_2 组成。其结构与外腔倍频谐振腔相同, 只是非线性晶体在相位失配下放置。设 R_1 、 R_2 和 T_1 、 T_2 分别是反射镜 M_1 和 M_2 对基频光的反射率和透射率。倍频光通过基频光反射镜 M_1 和 M_2 时没有反射损失。假设反射镜 M_1 和 M_2 对基频光没有吸收和散射等功率损失, 则

$$R_1 + T_1 = R_2 + T_2 = 1 \quad (21)$$

设 Φ_0 表示入射基频光功率密度, 反射镜 M_1 内的基频光功率密度为

$$\Phi_c = \frac{T_1 \Phi_m}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2 + 4 \sqrt{R_1 R_m} \sin^2(\phi_0 + \phi_s)} \quad (22)$$

式中 $R_m = T^2 R_2 T_{NL}^2$, T 为晶体的线性透过率。 Φ_{SH} 是由法布里-珀罗谐振腔输出的倍频光功率。 T_{NL} 为二阶非线性光学晶体的非线性透过率。考虑到该透过率的下降是由于二次谐波的产生引起的非线性损失, 由(20)式得到

$$T_{NL} = 1 - \left\{ \frac{\omega_s^2 [X^{(2)}]^2}{2c^3 n_a^2 \epsilon_0 n_s} \right\} \Phi_c L^2 \left[\frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} \right] \quad (23)$$

基频光在谐振腔内传播一周的线性相位漂移为

$$\phi_0 = (2\pi/\lambda) [(n-1)L + L_{cav}] \quad (24)$$

非线性相位漂移为

$$\phi_s = (2\pi/\lambda) L n_2 \Phi_c \quad (25)$$

L 为晶体的长度, L_{cav} 为谐振腔的长度。非线性折射率 n_2 与三阶极化率实部的关系为

$$n_2 = \text{Re} [X_0^{(3)} + X_{eff}^{(3)}] / 2n_0^2 \epsilon_0 c \quad (26)$$

这里, $X_0^{(3)}$ 为固体固有三阶极化率, n_2 由 $n = n_0 + n_2 \Phi$ 所定义。 n_0 为线性折射率。把(13)式和(26)式代入(25)式, 得到了非线性相位漂移随相位失配的变化:

$$\phi_s = \left\{ \frac{\omega_s^2 [X^{(2)}]^2}{2c^3 n_a^2 \epsilon_0 n_s} \right\} \Phi_c L^2 \frac{1}{\Delta k L} \left[1 - \frac{\sin(\Delta k L)}{\Delta k L} \right] \quad (27)$$

把(23)~(27)式代入(22)式, 数值解超越方程, 可得到腔内在反射镜 M_1 处的功率密度 Φ_c 。

4 计算结果及分析

设(24)式中各参数为 $R_1 = 0.980$, $R_2 = 0.995$, $T = 0.990$, $\phi_0 = 2N\pi$, 其中 N 是整数。考虑 $L = 5 \text{ mm}$ 长的 LBO 非线性晶体在 $L_{cav} = 10 \text{ mm}$ 的法布里-珀罗谐振腔内并在以 I 类位相匹配的角度附近放置。这时 $X^{(2)} = 5.2 \text{ pm/V}^{[13, 14]}$ 。假设 n_a 和 n_s 在相位失配的计算范围内变化不大, 采用相位匹配角度下的折射率, $n_a = n_s = 1.605$ 。用 $1.064 \mu\text{m}$ 的基频光作为入射光, 忽略倍频光走离角的影响, 对腔反射镜 M_1 内基频光功率 Φ_c 随相位失配的变化作了计算。选取入射基频光的功率分别为 0.2 W 、 2 W 和 20 W 以及入射基频光束尺寸为 0.1 mm , 由(20)式计算腔反射镜 M_1 内基频光功率 Φ_c 随相位失配的变化如图 3 所示。显然, 在 $\Delta k L = 0$ 附近 Φ_c 的下降是由于倍频而引起的基频光功率损失。由图 1 可以知道, 当 $\Delta k L = 2\pi$ 时, $\text{Im} X_{eff}^{(3)} = 0$, 即倍频光为零时, Φ_m 增大时 Φ_c/Φ_m 的下降完全是由于 $\text{Re} X_{eff}^{(3)}$ 的存在引起了基频光的相位漂移, 使得法布里-珀罗谐振腔偏离了谐振。提高 M_2 的反射率 R_2 和非线性晶体的线性透过率 T , 腔内功率密度将会增加。

为了考虑 $\text{Re} X_{eff}^{(3)}$ 的存在引起的非线性相位漂移对谐振腔透过率的影响, 改变谐振腔的长度为 $L_{cav} = L_0 \pm \Delta L$, 使谐振腔的长度在线性谐振腔谐振时的长度 L_0 附近变化。法布里-珀罗

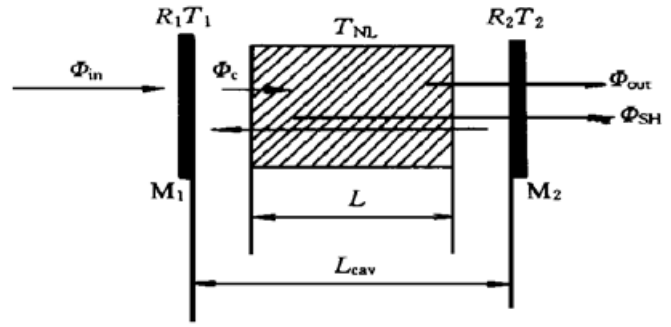


Fig. 2 The structure of cascaded second-order nonlinear F-P cavity

谐振腔的透射光功率密度为

$$\Phi_{\text{out}} = \Phi_c T T_{\text{NL}} T_2 \quad (28)$$

图 4 是在不同的相位失配条件下, 谐振腔透过率随 ΔL 的变化。当相位失配 $\Delta kL = 0$ 时, 透过率下降是由于级联二阶非线性的虚部所引起, 这与图 3 的解释类似。当 $\Delta kL = 2N\pi$ 时, 存在最大峰值透过率, 但峰值位置偏离了谐振点。偏离量 ΔL 的符号随 ΔkL 符号的不同而不同。在 ΔkL 接近 2π 时, 峰值位置偏离谐振点的距离最大。文献[8]的实验结果也证明了在二次谐波核函数(sinc)的第一最小附近观察到了较大的相位漂移, 但在该文献中未能由简单的公式进行解释, 在这里由图 4 的计算解释了文献[8]中的实验结果。随着 N 的增加, 峰值位置在 $\Delta kL = 2N\pi$ 附近的最大峰值透过率偏离距离减少。

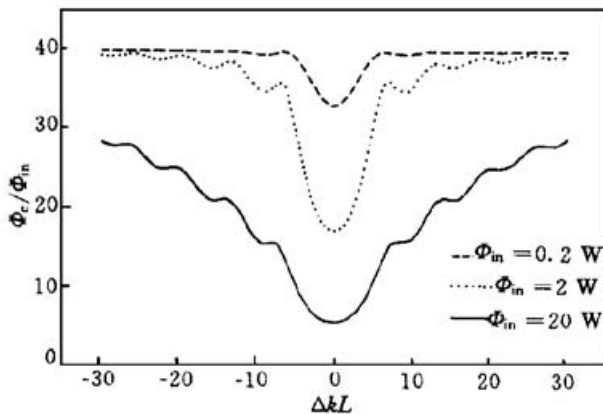


Fig. 3 Plot of fundamental power in the cavity via wave vector phase mismatch

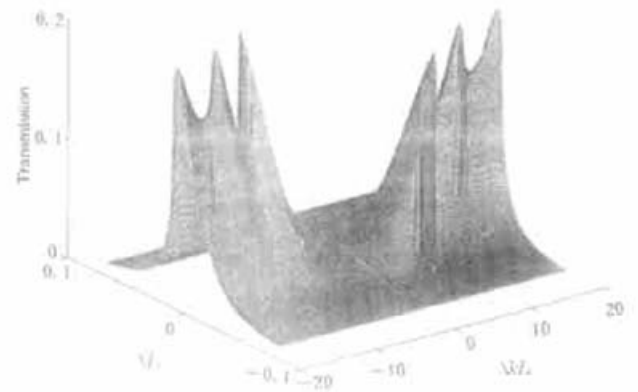


Fig. 4 Plot of transmission of cascaded second-order nonlinear F-P cavity via the length of the cavity and wave vector mismatch

谐振腔的峰值透过率的位置随相位失配而变化, 对于不同正负符号的相位失配, 峰值透过率位置变化的方向不同, 这表明了是级联二阶非线性效应在起作用。当相位失配为零时, 级联二阶非线性引起的有效三阶非线性的虚部 $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 为最大, 使得基频光转变成倍频光的效率最高, 基频光的峰值透过率很低。由于没有相位漂移, 谐振腔处于线性腔的谐振位置。随着相位失配 $|\Delta kL|$ 的增加, $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 逐渐下降, 基频光的峰值透过率增加。由于有效三阶非线性的实部 $\text{Re } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 随着 $|\Delta kL|$ 的增加而增加, 产生了非线性折射率 n_2 , 引起了基频光的位相漂移, 使得谐振腔脱离了线性谐振腔的谐振。图 4 和图 5 中峰值透过率的位置随 $|\Delta kL|$ 的变化表明了 $\text{Re } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 的存在。根据图 1, 当 $|\Delta kL| = \pi$ 时, $\text{Re } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 达到了峰值, 基频光的相位漂移应该最大。但从图 4 中可看出, 峰值透过率偏离谐振最大点而在 $\Delta kL = \pi$ 和 $\Delta kL = 2\pi$ 之间, 且接近于 $\Delta kL = 2\pi$ 。图 5 是在 $\Delta kL = 2\pi$ 附近选择不同的 ΔkL 计算峰值透过率偏离线性腔的谐振位置的变化, 它把图 4 中 $\Delta kL = 2\pi$ 附近的峰值透过率偏离谐振的位置随 ΔkL 的变化更清楚地表示出来了。从图 5 可以看出, 峰值透过率偏离谐振位置最大时对应于 $\Delta kL = 1.8\pi$ 左右。这是由于 $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 的影响, 使得峰值透过率在 $\Delta kL = \pi$ 时下降, 峰值透过率偏离谐振最大向 $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)} = 0$ 处的 $\Delta kL = 2\pi$ 漂移。类似的情况也可以看到, 峰值透过率位置偏离谐振次极大值点对应于 $\Delta kL = (1.8 + 2N)\pi$ 附近, 峰值透过率最大在 $\Delta kL = 2N\pi$, 这里 $N \geq 1$, 为正整数。计算发现, 增加或减少入射功率时, 峰值透过率偏离谐振位置最大时对应的相位失配值也相应地增加或减少。

图 6 是当 $\Phi_0 = 2N\pi$ 时, 对应于不同相位失配, 级联二阶非线性法布里-珀罗谐振腔的透

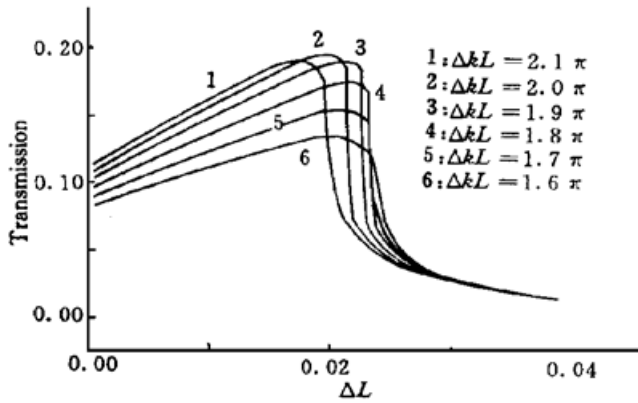


Fig. 5 The change of peak transmission leaving from resonant position of linear cavity for different wave vector mismatch

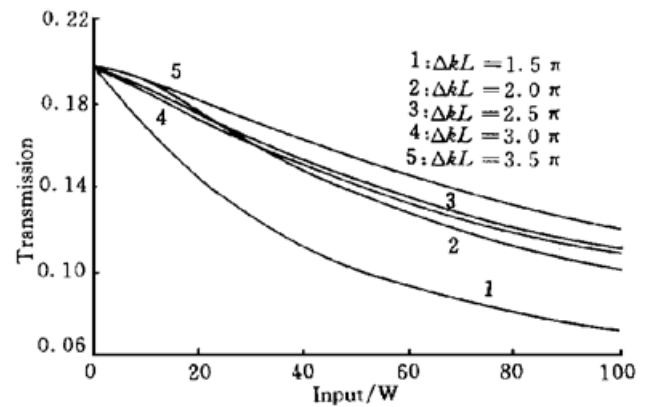


Fig. 6 Plot of transmission of cascaded second-order nonlinear F-P cavity via the input power

过率随入射基频光功率的变化。计算结果表明, 当入射基频光功率 $\Phi < 40 \text{ W}$ 和 $\Delta kL = 2\pi$ 时, 输出光透过率增加是由于 $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)} = 0$ 所引起。在 $\Delta kL = 3\pi$ 时输出光透过率的下降是由于这时 $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 存在一个次峰。由图 6 中可以看出, 当 $\Delta kL = 2\pi$ 时, $\text{Im } \chi_{\text{eff}}^{(3)} = 0$, 这时没有基频光转换成倍频光, 但级联二阶法布里-珀罗干涉仪的透过率随输入功率的增加而减少。这表明, 该器件的一个可能的应用领域是光学限制器, 用以限制强光的输入。这种器件的另一个主要应用领域是光子开关或光子三极管。很多文献^[9, 15, 16]报道了以倍频光作为控制光, 基频光作为输入光, 共线通过二阶非线性晶体完成光控制光的理论计算和实验。当改变控制光的振幅或相位时, 基频光的振幅, 即强度将会改变。这样达到了光控制光的目的。如果采用级联二阶非线性法布里-珀罗谐振腔的结构, 将会降低器件对控制光的振幅或相位的要求, 增强光控制能力。随着二阶非线性光学材料研究和具有高的二阶非线性极化率的二阶非线性光学材料的出现, 将会降低对控制光的要求。例如有机二阶非线性光学材料 NPP^[17]的二阶非线性极化率约是 LBO 的 40 倍。(13) 式表明 $\chi_{\text{eff}}^{(3)} \propto [\chi^{(2)}]^2$ 。如果采用 NPP 代替 LBO, 有效三阶极化率将增加三个数量级以上, 则会大大地降低对控制光的要求。

结 论 以二阶非线性光学晶体级联二阶过程的有效三阶非线性极化率表示和外腔倍频法布里-珀罗谐振腔的腔内非线性光学特性为基础, 分析了具有二阶非线性光学晶体存在的法布里-珀罗谐振腔的级联二阶非线性光学特性。计算表明由于谐振腔的存在, 用 5 mm 的 LBO 晶体可获得比入射功率大几十倍的腔内功率密度。与无谐振腔的非线性晶体相比较, 在同样的入射功率下, 将产生更大的相位漂移。由于降低了对入射泵浦功率的要求, 采用法布里-珀罗谐振腔的结构, 更有利于二阶非线性晶体的级联二阶过程在光子器件中的应用。

参 考 文 献

- [1] Danielius R, Trapani P D, Dubietis A *et al.*. Self-diffraction through cascaded second-order frequency mixing effects in β -barium borate. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(8): 574~ 576
- [2] Tan H, Banfi G P, Tomaselli A. Optical frequency mixing through cascaded second-order processes in β -barium borate. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **63**(18): 2472~ 2474
- [3] Petrov D V. Nonlinear phase shift by cascaded quasi-phase-matched second harmonic generation. *Opt. Commun.*, 1996, **131**(1/3): 102~ 106

- [4] Stegeman G I, Sheik-Bahae M, Stryland E V *et al.*. Large nonlinear phase shifts in second-order nonlinear-optical processes. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(1) : 13~ 15
- [5] Assanto G, Stegeman G I, Sheik-Bahae M *et al.*. Coherent interactions for all-optical signal processing via quadratic nonlinearities. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **QE-31**(4) : 673~ 681
- [6] Fazio E, Sibilis C, Senesi F *et al.*. All-optical switching during quasi-collinear second harmonic generation. *Opt. Commun.*, 1996, **127**(1/3) : 62~ 68
- [7] Schiek R. Nonlinear refraction caused by cascaded second-order nonlinearity in optical waveguide structures. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(10) : 1848~ 1855
- [8] Ou Z Y. Observation of nonlinear phase shift in CW harmonic generation. *Opt. Commun.*, 1996, **124**(4/6) : 430~ 437
- [9] Hagan D J, Wang Z, Stegeman G *et al.*. Phase-controlled transistor action by cascading of second-order nonlinearities in KTP. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(17) : 1305~ 1307
- [10] Sheik-Bahae M, Said A A, Wei T H *et al.*. Sensitive measurements of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(4) : 760~ 769
- [11] Kozlovsky W J, Nabors C D, Byer R L. Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped CW Nd:YAG laser using monolithic MgO:LiNbO₃ external resonant cavities. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**(6) : 913~ 919
- [12] Ashkin A, Boyd G D, Dziedzic J M. Resonant optical second harmonic generation and mixing. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1966, **QE-2**(6) : 109~ 124
- [13] 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 北京: 科学出版社, 1995.
- [14] Dmibriev V G, Gurzadyan G G, Nikogosyan D N. *The Handbook of Nonlinear Optics Crystals*. Springer Berlin, Heidelberg: Springer Ser. Opt. Sci., 1991. **64**
- [15] Wang Z, Hagan D J, Sheik-Bahae M *et al.*. All-optical switching using second-order nonlinearities in KTP. *Proc. SPIE*, 1994, **2321** : 27~ 30
- [16] Assanto G, Stegeman G, Sheik-Bahae M *et al.*. All-optical switching devices based on large nonlinear phase shifts from second harmonic generation. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**(12) : 1323~ 1325
- [17] Wang Z, Hagan D J, Van Stryland E W *et al.*. Cascaded second-order effects in N-(4-nitrophenyl)-L-Prolinol, in a molecular single crystal. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1997, **14**(1) : 76~ 86

The Properties of F-P Cavity with Cascaded Second-Order Processes

Tan Huiming

(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Changchun 130022)

(Received 7 May 1998; revised 16 July 1998)

Abstract The nonlinear optical properties of F-P cavity with a second order nonlinear crystal inside are discussed according to the effective third order susceptibility, which is formularized by the cascaded second-order processes in nonlinear crystal in small signal conversion condition. The analysis shows that the power density passing through the nonlinear crystal is several ten times higher than input power density. Enhanced nonlinear phase shift is changed with wave vector mismatch. The maximum phase shift of fundamental beam is observed when the wave vector mismatch is near 2π . This phase shift is changed with input power density, second order susceptibility and length of nonlinear crystal.

Key words nonlinear optics, cascaded second order process, F-P cavity, phase shift.