

文章编号: 0253-2239(2003)01-11-07

二次谐波产生的非线性相移的解析研究*

刘红军 陈国夫 赵 卫 王屹山 程 昭

(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

李雪峰

(西安邮电学院基础部, 西安 710061)

摘要: 给出一种分析二阶非线性级联效应的解析方法, 对 II 型二次谐波产生的非线性级联效应进行了详细的理论研究和分析。结果表明当倍频晶体中正交输入两个振幅不相等的基波分量时, 在近相位匹配下二阶非线性级联效应能够产生大的相移。利用本文的解析方法可以对任意二阶非线性相移产生的过程进行优化, 从而以最小的需求输入功率来获得特定的相移。还对由非线性相移诱导的且与光强有关的偏振旋转效应和一种基于偏振旋转效应的全光偏振开关进行了分析和讨论。本文的结果对于建立一种基于 II 型倍频晶体中非线性相移诱导偏振旋转效应的全新固化被动锁模飞秒激光装置具有十分重要的意义。

关键词: 非线性光学; 二次谐波的产生; 非线性相移; 偏振旋转; 偏振开关; 级联效应

中图分类号: O437.1 文献标识码: A

1 引 言

二阶非线性级联效应近年来已成为人们研究的热门课题之一, 其主要原因是通过二阶非线性级联效应可以有效地获得较大的非线性相移, 这种相移相对于三阶非线性效应产生的相移, 能够以较低的运行阈值而更有效地用于建立超快和低损耗的全光开关、全光信息处理和全固化被动激光锁模等装置^[1~11]。二阶非线性级联效应实质是倍频晶体中基波与基波的和频过程和二次谐波与基波的差频过程的级联过程。对于二阶非线性级联效应的相移过程及偏振旋转效应研究, 以前人们主要用了数值方法^[1~8], 文献^[9~11]给出了适用于低转换效率、波矢失配量大和输入光强固定的二阶级联过程的解析解, 因此这些结构仅对一些特定级联过程有效, 而且这些解析解都用非常复杂的特殊函数表示。以前的研究结果还表明 II 型的二阶级联过程比 I 型的二阶级联过程的运行阈值低, II 型的二阶级联过程是获得大相移的有效方法。本文用一种简单明了的解析方法讨论了包含两个输入空间正交基频波分量的 II

型近相位匹配下二次谐波产生的非线性级联效应, 推导出了二次谐波产生过程中两个正交偏振基频波的强度和相位变化的解析表达式, 对级联过程中产生的非线性相移以及由相移诱导的偏振旋转效应和基于偏振旋转的全光开关进行了详细的研究, 并给出了它们与传播距离、输入光强、两个正交基波的强度比和波矢失配之间的关系式。本文给出的描述二阶非线性相移产生过程的解析方法具有普遍意义, 利用它不仅可以对任意 II 型非线性相移产生过程进行最优化, 从而确定最佳运行条件, 以最小的需求功率来获得特定的非线性相移, 而且还十分有助于研究与二阶级联非线性相移有关的现象和优化基于级联非线性光学效应的光学装置。

为便于下文的推导, 参考文献^[6], 首先给出了一种非线性倍频偏振干涉仪的光学装置(图 1), 该装置主要由起偏器 P、II 型倍频晶体 NLC 和检偏器 A 组成。一束频率为 ω 的光波入射到 II 型倍频晶体的输入端面, 定义输入光波偏振方向与输入波矢 \mathbf{k} 和倍频晶体的晶轴组成的面的法线 \mathbf{n} 之间的夹角为输入角 α , 因此输入波在倍频晶体中分解成两个正交偏振的基波(一个 o 波和一个 e 波)传播, 它们的振幅与输入角 α 有关, 且它们的振幅之比介于 0 ~ 1 之间。设定 o 波为基波 1, e 波为基波 2。假设参与相互作用的波都是线偏振平面波, 且非线性晶体的吸收为零, 在慢变包络近似下, 描述两个输入正

* 国家 863 高技术青年基金(青 2000-10)、中国科学院研究生社会实践(创新研究类)基金资助课题。

E-mail: liuhongjun@opt.ac.cn

收稿日期: 2002-01-18; 收到修改稿日期: 2002-02-14

交偏振基波 A_1 和 A_2 及产生的二次谐波 A_3 的三波耦合波方程为^[11]

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= -i\sigma A_3 A_2^* \exp(-i\Delta kz), \\ \frac{dA_2}{dz} &= -i\sigma A_3 A_1^* 2 \exp(-i\Delta kz), \\ \frac{dA_3}{dz} &= -i2\sigma A_1 A_2 \exp(i\Delta kz), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

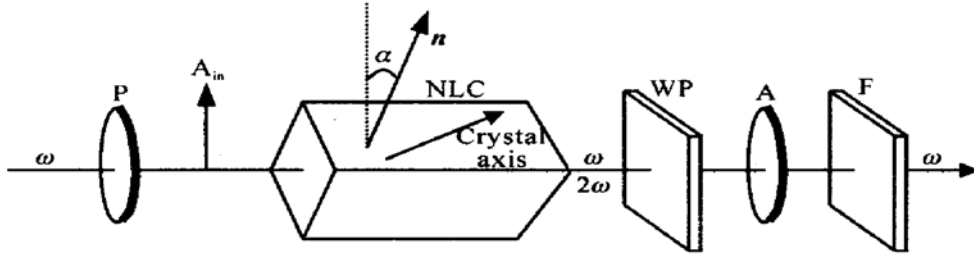


Fig. 1 The nonlinear frequency doubling interferometer with one nonlinear crystal. NLC: nonlinear crystal for SHG-type II;

P: polarizer; WP: wave plates; A: analyzer; F: filter (harmonic stop)

利用和参考文献[12, 13]相同的方法, 首先推导出近相位匹配下 ($\Delta k \neq 0$) 方程(1)的雅可比椭圆函数解. 当 $a_3(0) = 0$ 时, 由方程(1)可得

$$2a_q^2(z) + a_3^2(z) = 2a_q^2(0), \quad (q = 1, 2) \quad (2)$$

$$\alpha_1(z) a_2(z) a_3(z) \cos \phi + \frac{1}{4} \Delta k a_3^2(z) = 0, \quad (3)$$

其中 $\phi = \varphi_3 - \varphi_2 - \varphi_1 - \Delta kz$. 当 $\Delta k \neq 0$ 时, 即近相位匹配时, 由方程(1)推得基波和二次谐波振幅的雅可比椭圆函数解为

$$a_q^2(z) = a_q^2(0) - \frac{uh^2}{2\sigma^2} \operatorname{sn}^2 \left[\frac{z}{h} \mid m \right], \quad (q = 1, 2) \quad (4)$$

$$a_3^2(z) = \frac{uh^2}{\sigma^2} \operatorname{sn}^2 \left[\frac{z}{h} \mid m \right], \quad (5)$$

其中

$$a_q^2(z) = a_q^2(0) - \frac{uh^2}{2\sigma^2} \left[\sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{z}{hK(m)} \right] + \frac{1}{4} m^2 \sin^2 \left[\pi \frac{z}{hK(m)} \right] \right], \quad (q = 1, 2) \quad (8)$$

$$a_3^2(z) = \frac{uh^2}{\sigma^2} \left[\sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{z}{hK(m)} \right] + \frac{1}{4} m^2 \sin^2 \left[\pi \frac{z}{hK(m)} \right] \right], \quad (9)$$

由(8)式和(9)式可知基波和二次谐波随传播距离变化的周期为 $T = 2hK(m)$. 在下文的讨论中, 以强波1的归一化输入振幅 $\alpha_1 L$ 为变量, 当 σ 、 a_1 和 L (晶体的有效长度) 三个量中, 给定任意两个量的值时, 另一个量即为变量. 根据(8)式和(9)式可得到两个正交基波和二次谐波随强波1的归一化输入振幅变化的曲线, 如果如图2所示.

由图2表明, 在II型倍频中, 两个正交基波首先

其中复振幅 $A_j(z)$ ($j = 1, 2, 3$) 包含实振幅和相位: $A_j(z) = a_j(z) \exp[i\varphi_j(z)]$. 波矢失配 $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$, σ 是非线性耦合系数. 两个正交偏振基波的振幅和相位的输入初值分别为 $a_1(0)$ 、 $a_2(0)$ 、 $\varphi_1(0)$ 和 $\varphi_2(0)$. 设定基波1的输入强度大于基波2的输入强度, 即 $a_1^2(0) \geq a_2^2(0)$, 故强度比 $r = a_2^2(0)/a_1^2(0) = \tan^2 \alpha \leq 1$.

$$\begin{aligned} h &= \sqrt{(v - \sqrt{v^2 - 4u}) / (2u)}, \\ v &= 2\sigma^2 a_1^2(0) (1 + r) + \Delta k^2 / 4, \\ u &= 4\sigma^4 a_1^4(0) r, \quad m = uh^4. \end{aligned}$$

$\operatorname{sn}^2 \left[\frac{z}{h} \mid m \right]$ 可以近似写成如下形式^[14, 15]:

$$\operatorname{sn}^2 \left[\frac{z}{h} \mid m \right] \approx \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{z}{hk(m)} \right] + \frac{1}{4} m^2 \sin^2 \left[\pi \frac{z}{hk(m)} \right], \quad (6)$$

其中 $K(m)$ 是第一类完全椭圆积分, 可以用下式进行计算:

$$K(m) = \int_0^1 \frac{d\phi}{\sqrt{(1 - \phi^2)(1 - m\phi^2)}}, \quad (7)$$

因此(4)式和(5)式可写为如下形式:

发生和频作用产生二次谐波, 当弱波2被耗尽时, 剩余的强波1继续与产生的二次谐波发生差频作用而产生新的基波2, 直到二次谐波被耗尽, 随着强波1的归一化输入振幅的增加, 相同的和频与差频的级联过程以周期 $T = 2hK(m)$ 循环进行. 当输入角 $\alpha = 35^\circ$, 归一化波矢失配 $\Delta kL = 0.1\pi$ 时, 基波和二次谐波随强波1的归一化输入振幅的变化周期 $T = 2.6$.

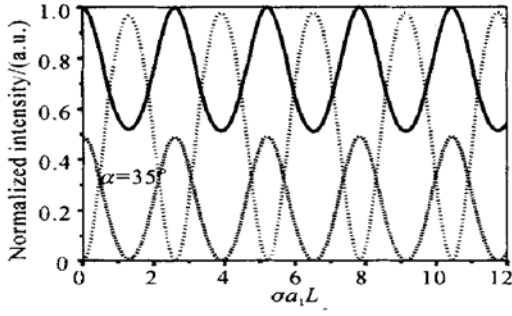


Fig. 2 Evolution of the intensity of two fundamental waves (solid curve, wave 1; dashed curve, wave 2) and the second harmonic wave (dotted curves) versus normalized input amplitude $\alpha_1 L$ of the strong wave 1 at $\Delta k L = 0.1\pi$ and $\alpha = 35^\circ$

3 二阶非线性相移的解析研究

根据参考文献[11, 12], 由(1)式虚部得出两个正交基波和二次谐波的相位方程为

$$\frac{d\varphi_s}{dz} = -\sigma \frac{a_1 a_2 a_3}{a_s^2} \cos \phi, \quad (10)$$

($s = 1, 2, 3$)

本文旨在研究基波相移, 因此不考虑二次谐波的相位变化。依据(2)式和(3)式, 将(9)式简化成

$$\frac{d\varphi_q}{dz} = \frac{\Delta k}{2} \left[\frac{a_q^2(0)}{a_q^2} - 1 \right], \quad (11)$$

($q = 1, 2$)

将(8)式代入(11)式, 得

$$\frac{d\varphi_q}{dz} = \frac{\Delta k}{2} \left(\frac{a_q^2(0)}{a_q^2(0) - \frac{uh^2}{2\sigma^2} \left[\sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{z}{hK(m)} \right] + \frac{1}{4} m^2 \sin^2 \left[\pi \frac{z}{hK(m)} \right] \right]} - 1 \right) dz, \quad (12)$$

因此

$$\varphi_q(L) = \varphi_q(0) - \frac{\Delta k L}{2} + \frac{\Delta k}{2} \int_0^L \left(\frac{a_q^2(0)}{a_q^2(0) - \frac{uh^2}{2\sigma^2} \left[\sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{z}{hK(m)} \right] + \frac{1}{4} m^2 \sin^2 \left[\pi \frac{z}{hK(m)} \right] \right]} - 1 \right) dz, \quad (13)$$

上式可分别简化成如下形式:

$$\varphi_1(L) = \varphi_1(0) - \frac{\Delta k L}{2} + \frac{\Delta k}{2} \int_0^L \frac{1}{1 - \sqrt{ur} h^2 \left[\sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{z}{hK(m)} \right] + \frac{1}{4} m^2 \sin^2 \left[\pi \frac{z}{hK(m)} \right] \right]} dz, \quad (14)$$

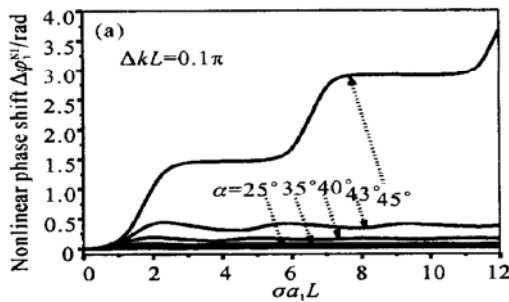
$$\varphi_2(L) = \varphi_2(0) - \frac{\Delta k L}{2} + \frac{\Delta k}{2} \int_0^L \frac{1}{1 - \sqrt{u/r} h^2 \left[\sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{z}{hK(m)} \right] + \frac{1}{4} m^2 \sin^2 \left[\pi \frac{z}{hK(m)} \right] \right]} dz. \quad (15)$$

设定基波的非线性相移表示为

$$\Delta \varphi_q^{\text{NL}} = \varphi_q(L) - \varphi_q(0), \quad (q = 1, 2)$$

通过倍频晶体后, 两个正交基频波都产生了线性相移

$$\Delta \varphi_q^{\text{LIN}} = \frac{2\pi}{\lambda_q} n_q L$$



和非线性相移 $\Delta \varphi_q^{\text{NL}/6}$ 。结合(4)式、(14)式和(15)式可知, 基波获得的非线性相移大小取决于波矢失配、基波的输入光强和两个正交基波的强度比。依据(14)式和(15)式可以计算出两个正交基波的非线性相移曲线, 结果如图3、图4和图5所示。

图3表示当归一化的波矢失配 $\Delta k L = 0.1\pi$ 时,

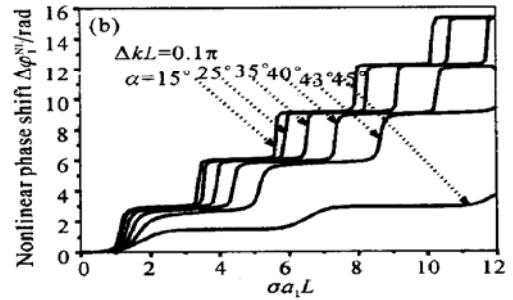


Fig. 3 The nonlinear phase shift $\Delta \varphi_1^{\text{NL}}$ of the strong wave 1 (a) and $\Delta \varphi_2^{\text{NL}}$ of the weak wave 2 (b) versus normalized input amplitude $\alpha_1 L$ of the strong wave for $\Delta k L = 0.1\pi$ at different input angle α

在不同输入角 α (即不同输入强度比 r) 下, 两个正交基波 1 [图 3(a)] 和 2 [图 3(b)] 的非线性相移随强波 1 的归一化输入振幅 $\sigma\alpha_1 L$ 变化的曲线。图 4 表示当输入角 $\alpha = 25^\circ$ 时, 在不同归一化波矢失配 ΔkL 下, 两个正交基波 1 [图 4(a)] 和 2 [图 4(b)] 的非线

性相移随归一化强波 1 的输入振幅 $\sigma\alpha_1 L$ 变化的曲线。图 5 表示当强波 1 的归一化输入振幅 $\sigma\alpha_1 L = 6$ 时, 在不同归一化波矢失配 ΔkL 下, 两个正交基波 1 [图 5(a)] 和 2 [图 5(b)] 的非线性相移随输入角 α 变化的曲线。

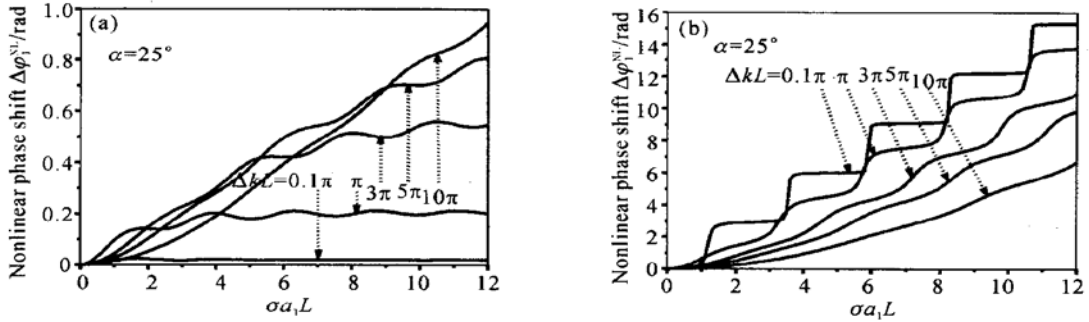


Fig. 4 The nonlinear phase shift of $\Delta\varphi_1^{NL}$ of the strong wave 1 (a) and $\Delta\varphi_2^{NL}$ the weak wave 2 (b) versus normalized input amplitude $\sigma\alpha_1 L$ of the strong wave for different ΔkL at input $\alpha = 25^\circ$

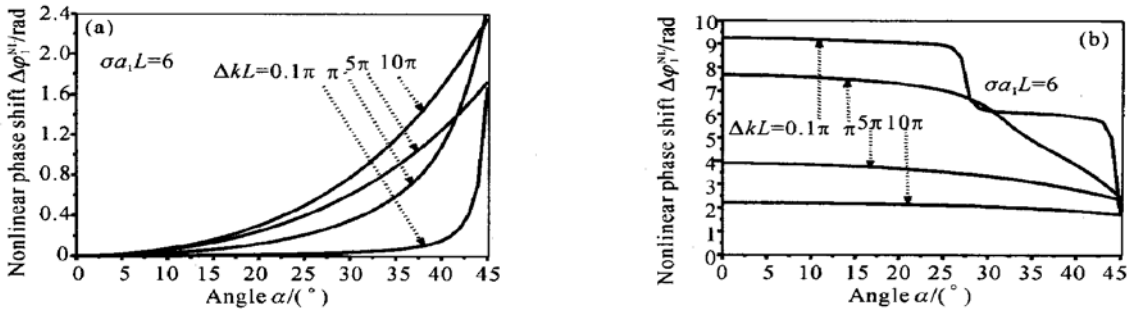


Fig. 5 The nonlinear phase shift $\Delta\varphi_1^{NL}$ of the strong wave 1 (a) and $\Delta\varphi_2^{NL}$ of the weak wave 2 (b) versus input angle α for different ΔkL at normalized input amplitude of the strong wave $\sigma\alpha_1 L = 6$

图 3 表明两个基波的非线性相移随着强波 1 的归一化输入振幅的增加而增大, 即当非线性耦合系数、输入光强和晶体的有效长度三个量中, 给定任意两个量时, 基波的非线性相移都随另一个量的增加而增大。在同等条件下, 强波 1 获得很小的非线性相移, 但其非线性相移总大于零, 而弱波 2 获得较大的非线性相移; 当输入角 α 逐渐增大时, 非线性相移逐渐增加, 当输入角 α 增大到 45° 时, 即两个正交基波的输入强度比 $r = 1$ 时, 它们获得相等的非线性相移都减小, 但波矢失配对弱波 2 的影响较大而对强波 1 的影响较小。图 5 间接表明两个正交基波的输入强度比 r 是决定基波获得非线性相移大小的主要因素之一, 输入强度比 r 越大, 弱波 2 获得的非线性相移越大, 强波 1 获得的非线性相移越小。

在二次谐波产生的过程中, 每一个基波都消耗掉等量数目的光子, 因此较小强度的基波 2 将在某一点首先被完全耗尽而消失。如果非线性继续传播超过此点, 二次谐波产生的过程转变成二次谐波和

剩余的基波 1 之间的差频产生过程, 于是在弱基波 2 消失的点又产生新的基波, 但此时新产生的基波 2 相对于初始输入场产生了相移, 最大相移量为 π , 差频的产生直到二次谐波被耗尽。相同的循环变化以周期 $T = 2hK(m)$ 进行重复。

当晶体的有效非线性系数、基波的输入光强或基波强度比增加时, 非线性相移变化周期减小。在每个周期内基波 2 获得的非线性相移不大于 π , 而且随着相位失配的增加而减小。因此选择合适的相位失配, 以最小的输入功率, 基波 2 可以获得 $0 \sim \pi$ 之间的任意相移。

如图 1, 对于一束频率为 ω 的波, 倍频晶体可以被看作为一个具有相位延迟特性的波片, 频率为 ω 的波通过倍频晶体后是椭圆偏振光, 完全通过图 1 所示的系统后是线偏振光, 但其偏振态取决于晶体中两个正交基波的透射率和它们相位差的和:

$$\Lambda = \Lambda_{LIN} + \Lambda_{NL} = \Delta\varphi_2^{LIN} - \Delta\varphi_1^{LIN} + \Delta\varphi_2^{NL} - \Delta\varphi_1^{NL}, \quad (16)$$

其中线性项 Λ_{LIN} 可以通过附加一个波片(WP) 或选择合适的非线性晶体长度来补偿, 使得 $\Lambda_{LIN} = 2n\pi$ (n 为整数), 于是

$$\Lambda \equiv \Lambda_{NL} = [\varphi_2(L) - \varphi_2(0)] - [\varphi_1(L) - \varphi_1(0)].$$

假设两个正交基波的初相位都为零, 结合(14) 式 ~ (16) 式可计算出频率为 ω 的波通过晶体后获得的非线性相位延迟的变化曲线如图 6 和图 7 所示。

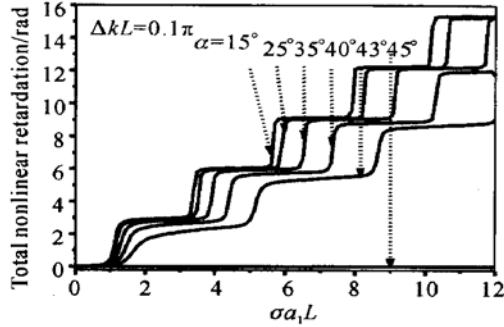


Fig. 6 The total nonlinear retardation Λ versus normalized input amplitude $\sigma a_1 L$ of the strong wave for $\Delta k L = 0.1\pi$ at different input angle α

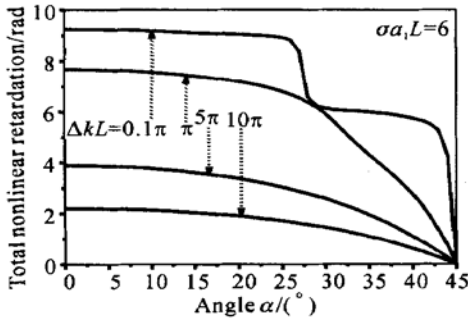


Fig. 7 The total nonlinear retardation Λ versus input angle α for different $\Delta k L$ at normalized input amplitude of the strong wave $\sigma a_1 L = 6$

图 6 表示当 $\Delta k L = 0.1\pi$ 时, 在不同输入角 α 下光波通过系统后获得的相位延迟 Λ 随强波 1 的归一化输入振幅 $\sigma a_1 L$ 变化的曲线。图 7 表示当强波 1 的归一化输入振幅 $\sigma a_1 L = 6$ 时, 在不同归一化波矢失配下相位延迟随输入角 α 变化的曲线。图 6 和图 7 表明频率为 ω 的波通过系统后获得的相位延迟强烈地依赖于非线性耦合系数、输入光强、晶体的有效长度和强度比。相位延迟以周期 $T = 2hK(m)$ 变化, 最大增加步长为 π 。当输入角 $\alpha = 45^\circ$ 时, 强度比 $r = 1$, 光波获得的相位延迟为零。因此选择适当的非线性晶体、输入光强、相位失配及输入角 α , 可以获得特定的相位延迟。

4 非线性相移诱导的偏振旋转

一般情况下, 频率为 ω 的波通过如图 1 所示的倍频晶体后输出的光为椭圆偏振光, 但椭圆的长半轴方向相对于输入偏振方向将旋转 θ 角:

$$\theta = \alpha - \frac{1}{2} \arctan \frac{\rho_1 \rho_2 \sin 2\alpha}{\rho_1^2 \cos^2 \alpha - \rho_2^2 \sin^2 \alpha} \cos \Lambda, \quad (17)$$

因此光波经倍频晶体输出椭圆偏光的椭圆长半轴方向与图 1 中法线 n 之间的夹角则为

$$\theta' = \frac{1}{2} \arctan \frac{\rho_1 \rho_2 \sin 2\alpha}{\rho_1^2 \cos^2 \alpha - \rho_2^2 \sin^2 \alpha} \cos \Lambda, \quad (18)$$

其中

$$\rho_q = a_q(L) / a_q(0), \quad (q = 1, 2)$$

为光波振幅的透射系数。输入基波偏振态的有效变化是由于基波 2 和基波 1 所获得非线性相移差所导致。图 8 表示当归一化波矢失配 $\Delta k L = 0.1\pi$ 时, 在不同输入角 α 下输出椭圆偏光的长半轴方向随强波 1 的归一化输入振幅 $\sigma a_1 L$ 变化的曲线。图 8 表明输出椭圆偏光长半轴方向随着强波 1 的归一化输入振幅的增加, 由 α 变化到 $-\alpha$, 再由 $-\alpha$ 变化到 α , 相同偏振态旋转现象以周期 $T = 2hk(m)$ 重复。图 8 明显表明偏振旋转强烈依赖于基波的输入强度和两个正交基波的强度比, 当输入角 $\alpha = 45^\circ$ 时, 无偏振旋转现象发生。

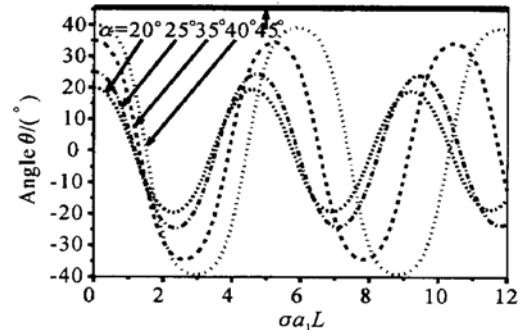


Fig. 8 Intensity-dependent orientation of the large semiaxis of the elliptical polarization state of output wave as a function of normalized input amplitude $\sigma a_1 L$ of the strong wave for different input angle α of the input polarization at $\Delta k L = 0.1\pi$

5 一种基于二阶非线性相移的全光偏振开关

强度有关的偏振旋转可以转化成强度有关的透射。图 1 所示的系统表明了非线性倍频偏振干涉仪的基本思想。两个正交偏振基波 1 和 2 通过倍频晶体后在检偏器平面上发生干涉, 干涉的结果称作系统的透射率, 它依赖于非线性相移 $\Delta \varphi_1^{NL}$ 和 $\Delta \varphi_2^{NL}$ 。在特定的基波输入功率下, 系统对基波的最小或最

大透射率取决于起偏器 P 和检偏器 A 的相互取向。定义系统的透射率 $T = |A_{out}|^2 / |A_{in}|^2$, 对于检偏器和起偏器正交 ($P \perp A$) 放置时可以获得

$$T_{\perp} = \frac{1}{4}(\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2\cos\Lambda)\sin^2(2\alpha), \quad (19)$$

对于检偏器和起偏器平行 ($P \parallel A$) 放置时可以获得

$$T_{\parallel} = \rho_1^2\cos^4\alpha + \rho_2^2\sin^4\alpha + \frac{1}{2}\rho_1\rho_2\sin^2(2\alpha)\cos\Lambda. \quad (20)$$

依据 (19) 式和 (20) 式可以计算出图 1 所示偏振干涉仪系统的透射率, 结果如图 9、图 10 和图 11 所示, 所有图中实线表示起偏器和检偏器平行放置 ($P \parallel A$), 虚线表示起偏器和检偏器正交放置 ($P \perp A$)。

图 9 表示当归一化的波矢失配 $\Delta kL = 0.1\pi$ 时, 系统的透射率随强波 1 的归一化输入振幅变化的曲线, 输入角 α 分别取 20° 和 35° 。图 10 表示当归一化的波矢失配 $\Delta kL = 0.1\pi$ 时, 系统的透射率随输入角 α 变化的曲线, 强波 1 的归一化输入振幅 α_1L 分别取为 2 和 10。图 11 表示当强波 1 的归一化输入振幅 $\alpha_1L = 10$ 时, 系统的透射率随归一化的波矢失配 ΔkL 变化的曲线, 输入角 α 分别取为 20° 和 35° 。

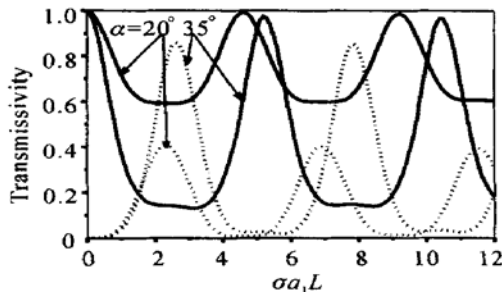


Fig. 9 Transmissivity of the system (shown in Fig. 1) as a function of normalized input amplitude α_1L of the strong wave for parallel (solid line) and perpendicular (dashed line) planes of the polarizer and analyzer at $\Delta kL = 0.1\pi$, input angle α was set at 20° and 35°

图 9、图 10 和图 11 表明偏振干涉仪系统对光波的透射率强烈依赖于输入光强、输入角和相位失配, 且具有较强的自诱导透明或自诱导黑暗效应, 这是由于基波在非线性晶体中获得的非线性相移导致的, 而非线性相移又是级联二阶非线性过程的结果。随着输入功率的增加, 非线性相移增加, 系统开关的透射率从最大变化到最小或从最小变化到最大, 表现出明显的开关特性。因此, 这种基于二次谐波产生的偏振旋转开关完全可以用于构造全固化激光锁模、全光开关和全光信息处理等装置, 一种基于这种偏振旋转开关的激光锁模原理已经得到实验

证^[5]。如果利用这种偏振旋转开关并结合传统的掺钛蓝宝石晶体, 选择合适的倍频晶体和较高的抽运功率并减小倍频晶体的长度, 进一步可以实现锁模飞秒激光输出。

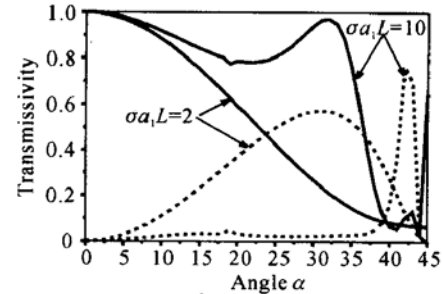


Fig. 10 Transmissivity of the system (shown in Fig. 1) as a function of input angle α for parallel (solid line) and perpendicular (dashed line) planes of the polarizer and analyzer at $\Delta kL = 0.1\pi$, normalized input amplitude α_1L was set at 2 and 10

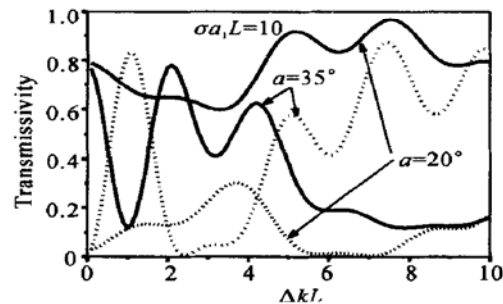


Fig. 11 Transmissivity of the system (shown in Fig. 1) as a function of ΔkL for parallel (solid line) and perpendicular (dotted line) planes of the polarizer and analyzer, normalized input amplitude α_1L was set at 10, input angle α was set at 20° and 35°

结论 本文用解析方法研究了基于 II 型倍频过程的二阶级联效应, 给出了基波和二次谐波振幅和相位变化的解析表达式, 对二阶级联效应中的非线性相移、偏振旋转等现象进行了解析研究, 并对一种基于偏振干涉仪的全光偏振开关进行了分析。结果表明, 在近相位匹配下, 在 II 型倍频晶体中输入两个振幅不等的基波是获得非线性相移的有效方法, 近相位匹配 II 型倍频晶体可作为具有相位延迟特性的倍频波片, 应用这种波片的偏振干涉仪装置显示出很强的自诱导透明或自诱导黑暗效应, 因此这种装置完全可以应用于激光脉冲锁模、全光开关、全光信息处理等。

参 考 文 献

- 1 Stegeman G I, Bahae M S, Stryland E V *et al.*. Large nonlinear phase shifts in second-order nonlinear optical processes. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(1): 13~15

- 2 Belostosky A L, Leonov A S, Meleshko A V. Nonlinear phase change in type II second-harmonic generation under exact phase-matched conditions. *Opt. Lett.*, 1994, **19** (12): 856~ 857
- 3 Lefort L, Barthelemy A. Intensity-dependent polarization rotation associated with type II phase-matched second-harmonic generation: Application to self-induced transparency. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(17): 1749~ 1751
- 4 Saltiel S, Deyanova Y. Polarization switching as a result of cascading of two simultaneously phase-matched quadratic processes. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(18): 1296~ 1298
- 5 Couderc V, Louradour F, Barthelemy A. 2.8 ps pulses from a mode-locked diode pumped Nd:YVO₄ laser using quadratic polarization switching. *Opt. Commun.*, 1999, **166**: 103~ 111
- 6 Saltiel S, Koynov K, Buchvarov L. Self-induced darkening with a nonlinear frequency-doubling polarization interferometer. *Appl. Phys. (B)*, 1996, **63**(4): 371~ 374
- 7 Assanto G, Torelli I. Cascading effects in type II second-harmonic generation: Applications to all-optical processing. *Opt. Commun.*, 1995, **119**(1~ 2): 143~ 148
- 8 Koynov K, Saltiel S. Nonlinear phase shift via multistep $\chi^{(2)}$ cascading. *Opt. Commun.*, 1998, **152**(1~ 3): 96~ 100
- 9 Kobayakov A, Peschel U, Muschall R *et al.*. Analytical approach to all-optical modulation by cascading. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(16): 1686~ 1688
- 10 Kobayakov A, Peschel U, Lederer G. Vectorial type II interaction in cascaded quadratic nonlinearities-an analytical approach. *Opt. Commun.*, 1996, **124**(1~ 2): 184~ 194
- 11 Saltiel S, Koynov K, Buchvarov I. Analytical formulae for the optimization of the process of low-power phase modulation in a quadratic nonlinear medium. *Appl. Phys. (B)*, 1996, **63**(1): 39~ 42
- 12 Armstrong J A, Blombergen N, Ducuing J *et al.*. Interaction between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 1962, **127**(6): 1918~ 1939
- 13 Baumgartner R A, Byer R L. Optical parametric amplification. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **15**(6): 432~ 444
- 14 Beyer W H. *Standard Mathematical Tables* (标准数学手册). Transl. Rong Xianzhi, Zhang Shunzhong. Beijing: Chemical Industry Publishing Press, 1988. 387~ 400 (in Chinese)
- 15 Lirke I M, Geladesiten I S. *Tables for Mathematical Function and Integral* (函数与积分表). Transl. Editorial Department of Higher Education Press. Beijing: High Education Press, 1962. 137~ 320 (in Chinese)

Analytical Study of Nonlinear Phase Shifts Via Second-Harmonic Generation

Liu Hongjun Chen Guofu Zhao Wei Wang Yishan Cheng Zhao

(State Key Laboratory of Transient Optics and Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068)

Li Xuefeng

(Xi'an Institute of Post and Telecommunications, Xi'an 710061)

(Received 18 January 2002; revised 14 February 2002)

Abstract: A comprehensive analytical approach towards cascaded second-order nonlinearities was presented. The nonlinear phase shifts by cascading in type II second-harmonic generation were investigated analytically. The results show that type II second-harmonic generation can lead to large intensity-dependent phase shifts for the input beams under a variety of conditions, provided that the orthogonal input components have unequal amplitudes. The analytical results can be used to optimize the process of cascaded second-order nonlinearities to obtain a certain phase shift with minimum power requirements. The effect of intensity dependent polarization rotation induced by the nonlinear phase shifts and a kind of all-optical polarization switching based on this effect were analyzed and discussed. These results are quite appealing for developing a new all-solid passive mode-locking femto-second laser device based on the polarization switching.

Key words: nonlinear optics; second-harmonic generation; nonlinear phase shift; polarization rotation; polarization switching; cascading effect