

# 一种基于二阶非线性级联的新颖全光开关\*

刘雪明 张明德 孙小菡 刘琳

(东南大学电子工程系, 南京 210096)

(2000 年 8 月 7 日收到, 2000 年 9 月 25 日收到修改稿)

利用光子流概念研究了三波混频中本征模状态的相位和光子流的变化, 以及该状态对光波的初始相位和初始光子流的要求, 研究了三波混频中只有光子流的交换却没有相位变化的特殊状态, 提出了本征模状态推拉式非线性光环境的全光开关, 并数值计算了这种全光开关的性能, 数值结果表明, 该光开关的性能稳定性好, 并且易于实现和控制输出信号光的光强及相位.

关键词: 二阶非线性, 级联, 全光开关, 光子流, 三波混频, 非线性光环境

PACC: 7200, 4110

## 1 引 言

由于三波混频中和频产生(SFG)和差频产生(DFG)过程的级联(即  $\chi^{(2)}: \chi^{(2)}$ )能产生大的非线性相移<sup>[1]</sup>, 而非线性相移可用来构成全光通信网中有重要应用的各种光器件<sup>[2-5]</sup>, 如全光开关、光晶体管、全光调制器、脉冲压缩等, 因此, 最近几年对二阶非线性的非线性相移效应和基于该效应的全光器件进行了广泛的研究<sup>[2-7]</sup>. 在一般的三波混频中, 三束光波的能量在传输过程中周期性变化, 而非线性相移是台阶式(step-like)变化. 然而, 如果当三波混频中三束光波的初始状态满足一定条件时, 那么 SFG 过程中湮没的信号光光子数等于 DFG 过程中产生的信号光光子数, 使得三波混频过程中三束光波的光子数保持动态的平衡, 结果导致光波的光强度保持不变, 而单位时间里相位累积相等(对应于非线性相移线性的增加), 这就是所谓的“本征模”(eigenmode)状态. 该现象首先被 Kaplan 研究<sup>[8]</sup>, 然后 Stegeman 等作了进一步研究<sup>[2]</sup>, 最近 Baldenberger 提出了基于倍频产生(SHG)的本征模结构<sup>[9]</sup>, 但他们都没有对光波的相位进行较详细的理论研究. 本文引入光子流概念, 从另一角度对  $\chi^{(2)}: \chi^{(2)}$  本征模进行了详细研究, 得到了所要求的条件, 以及它的物理特性, 然后研究了三波混频过程的光子流相互交换时相位不变的特殊情况. 利用这两种

特性, 本文提出了基于本征模推拉式非线性光环境(NOLM)结构的全光开关.

## 2 理论分析

为了有效地实现  $\chi^{(2)}: \chi^{(2)}$  效应, 一方面要求波导介质的二阶极化率  $\chi^{(2)}$  尽可能大, 另一方面要求波矢失配  $\Delta k$  尽可能小. 为达到此目的, 一般采用周期诱导波导, 使得波导介质中的  $\chi^{(2)}$  周期性区域反转, 即  $\chi^{(2)}$  的大小相等, 而它的符号却周期的变化.  $\chi^{(2)}: \chi^{(2)}$  级联一般是指, 先经上变换过程  $\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3$  (即 SFG), 接着发生下变换过程  $\omega_3 - \omega_1 \rightarrow \omega_2$  (即 DFG), 即 SFG 和 DFG 的级联. 方便起见,  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  分别代表抽运光、信号光、闲频光. 在周期诱导的晶体波导(如 LiNbO<sub>3</sub>)中, 长度约 10mm 的波导一般可以忽略损耗和色散<sup>[10-12]</sup>. 因此, 在平面波、慢变振幅和光栅微扰的一级衍射近似下,  $\chi^{(2)}: \chi^{(2)}$  可以由三波混频的耦合模方程描述, 即<sup>[10, 13, 14]</sup>

$$\partial E_j / \partial z = -i D_j E_{(3-j)}^* E_3 e^{-i\Delta k z} \quad (j = 1, 2), \quad (1a)$$

$$\partial E_3 / \partial z = -i D_3 E_1 E_2 e^{i\Delta k z}, \quad (1b)$$

式中  $D_j = \omega_j d_{\text{eff}} / (n_j c)$  ( $j = 1, 2, 3$ ),  $c$  是真空中光速,  $d_{\text{eff}}$  是有效二阶非线性系数, 波矢失配  $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 - 2\pi/\Lambda$ ,  $k_j, m_j$  和  $E_j$  分别依次对应于光频  $\omega_j$

\* 江苏省自然科学基金(批准号 BK97012)资助的课题.

( $j=1, 2, 3$ )的波矢、折射率和电场强度,  $\Lambda$  是光栅周期. 如果  $\Delta k=0$ , 则三波混频满足完全相位匹配; 反之, 如果  $\Delta k \neq 0$ , 则属于准相位匹配的三波混频过程. 引入光子流 (photon flux)  $F (= I / \hbar \omega)$  和它的平方根  $f = \sqrt{F}$ , 并考虑到光强度  $I$  与  $E$  的关系 (即  $I = \epsilon_0 c n |E|^2 / 2$ ) 则有

$$f_j = \sqrt{(n_j \epsilon_0 c) / (2 \hbar \omega_j)} E_j e^{i \phi_j} \quad (j = 1, 2, 3) \quad (2)$$

式中  $\phi_j$  是  $E_j$  的相位,  $\epsilon_0$  是真空中介电常数,  $\hbar$  是普朗克常数. 设  $\theta = \phi_3 - \phi_2 - \phi_1 + \Delta k z$ ,  $\zeta = C z$  和  $C = \sqrt{(2 \hbar \omega_1 \omega_2 \omega_3 d_{\text{eff}}^2) / (n_1 n_2 n_3 \epsilon_0 c^3)}$ , 并将 (2) 式代入 (1) 式, 则有

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -f_2 f_3 \\ -f_1 f_3 \\ f_1 f_2 \end{pmatrix} \sin \theta, \quad (3a)$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_2 f_3 / f_1 \\ f_1 f_3 / f_2 \\ f_1 f_2 / f_3 \end{pmatrix} \cos \theta, \quad (3b)$$

当抽运光、信号光、闲频光的光子流  $f_1^2, f_2^2, f_3^2$  都达到稳定状态时, 则  $\partial f_j / \partial \zeta = 0$  ( $j = 1, 2, 3$ ), 由 (3a) 式可得  $\sin \theta = 0$ , 即  $\theta = 0$  或  $\pi$  (由于  $\theta$  的周期为  $2\pi$ , 我们定义它的范围为  $0$  到  $2\pi$ ), 于是  $\cos \theta = \pm 1$ . 对 (3b) 式积分得

$$\begin{pmatrix} \phi_1(\zeta) \\ \phi_2(\zeta) \\ \phi_3(\zeta) \end{pmatrix} = \pm \begin{pmatrix} f_2 f_3 / f_1 \\ f_1 f_3 / f_2 \\ f_1 f_2 / f_3 \end{pmatrix} (\zeta - \zeta_0) + \begin{pmatrix} \phi_{10} \\ \phi_{20} \\ \phi_{30} \end{pmatrix} \quad (4)$$

式中  $\phi_{10}, \phi_{20}, \phi_{30}$  分别是抽运光、信号光、闲频光的光子流达到稳定状态时在初始位置  $\zeta_0$  的相位. 因此当  $\zeta > \zeta_0$  时, 虽然  $\phi_j$  线性变化, 但  $f_j$  却不变. 在准相位匹配的三波混频中, 光波相位  $\phi_j(\zeta)$  的连续变化使得  $\theta(\zeta)$  也是连续变化, 但当光波的光子流达到稳定状态后, 由于  $\theta(\zeta)$  只能取一些特殊值 (即  $\theta(\zeta) = 0$  或  $\pi$ ), 因此恒有  $\theta(\zeta) = \theta(\zeta_0)$ . 于是, 由  $\theta$  的定义和 (4) 式, 有

$$f_1 f_2 / f_3 - f_1 f_3 / f_2 - f_2 f_3 / f_1 + \Delta k / C = 0, \quad (\text{当 } \theta = 0 \text{ 时}), \quad (5a)$$

或

$$-f_1 f_2 / f_3 + f_1 f_3 / f_2 + f_2 f_3 / f_1 + \Delta k / C = 0, \quad (\text{当 } \theta = \pi \text{ 时}), \quad (5b)$$

考虑到闲频光光子流的平方根  $f_3$  恒大于  $0$  (5) 式的解为

$$f_3 = \frac{f_1 f_2}{\alpha \sqrt{f_1^2 + f_2^2}} \left[ \sqrt{\left( \frac{\Delta k}{C} \right)^2 + 4 f_1^2 + 4 f_2^2} \pm \frac{\Delta k}{C} \right]. \quad (6)$$

由 (4) 式第二式, 可以得到信号光的非线性相移, 即

$$\begin{aligned} \phi_{\text{NL}}(\zeta) &= \phi_2(\zeta) - \phi_2(\zeta_0) \\ &= \pm (f_1 f_3 / f_2) (\zeta - \zeta_0) + \phi_{20} - \phi_2(\zeta_0). \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $\phi_{20}$  和  $\phi_2(\zeta_0)$  分别是信号光输入的初始相位和它在  $\zeta_0$  位置达到稳定状态时的相位. 如果  $\zeta_0 = 0$ , 那么  $\phi_{20} = \phi_2(0)$ .

当 (6) 式等号右边的方括号内取加号时 (对应于  $\theta = 0$ ) (4) 和 (7) 式也取加号; 相反, 当取减号时 (对应于  $\theta = \pi$ ),  $\phi_{\text{NL}}$  也取减号. (7) 式表明, 增加闲频光和抽运光的光强 ( $I \propto f^2$ ) 能有效地提高非线性相移. 如果抽运光功率比信号光功率大一个量级 (对应于  $f_1^2 / f_2^2 > 10$ ), 并考虑到抽运光功率近似不变, 则 (7) 式简化为

$$\begin{aligned} \phi_{\text{NL}}(\zeta) &= \pm \frac{1}{2} \left[ \sqrt{(\Delta k / C)^2 + 4 F_1(0)} \pm \Delta k / C \right] \\ &\quad \cdot (\zeta - \zeta_0) + \phi_{20} - \phi_2(\zeta_0). \end{aligned} \quad (8)$$

因此, 在  $\zeta_0$  位置的三波混频中, 如果  $f_1, f_2, f_3$  和  $\Delta k$  满足 (6) 式, 并且相位  $\theta(\zeta_0) = \phi_3(\zeta_0) - \phi_2(\zeta_0) - \phi_1(\zeta_0) + \Delta k \zeta_0 / C = 0$  或  $\pi$ , 那么在  $\zeta > \zeta_0$  的三波混频中, 光子流将保持不变, 而相位按 (7) 式线性变化, 它们的变化如图 3(b), (c) 所示 (图中已设  $\zeta_0 = 0$ ).

当 3(b) 式的  $\cos \theta = 0$  (即  $\theta = \pi/2$  或  $3\pi/2$ ) 时, 那么在三波混频中, 只有光强的变化, 相位却保持不变. 由  $\theta$  定义, 并考虑到它的连续性, 在光波的三波混频过程中, 要使  $\theta(\zeta) = \pi/2$  或  $3\pi/2$ , 则当  $\zeta > \zeta_0$  时,  $\Delta k$  必须为  $0$ , 并且光波在  $\zeta_0$  位置的相位必须满足

$$\phi_3(\zeta_0) - \phi_2(\zeta_0) - \phi_1(\zeta_0) = \pi/2 \text{ 或 } 3\pi/2. \quad (9)$$

要满足 (9) 式关系式, 一种简单的方法是在三波混频的初始条件中只输入抽运光  $E_1$  和信号光  $E_2$ , 没有闲频光  $E_3$  的输入, 并且  $E_1$  和  $E_2$  的初始相位为  $0$ , 即  $\phi_1(0) = \phi_2(0) = 0$ . 它的证明如下.

将  $\Delta k = 0$  代入 (1b) 式, 并考虑到当  $z \rightarrow 0$  时, 有  $E_1(z \rightarrow 0) = |E_1(0)| e^{-i \phi_1(0)} = |E_1(0)|$  和  $E_2(z \rightarrow 0) = |E_2(0)|$ , 则可得

$$\partial E_3 / \partial z |_{z \rightarrow 0} = (\omega_3 d_{\text{eff}} / n_3 c) |E_1(0)| |E_2(0)|. \quad (10)$$

由于 (10) 式等号的右边是纯虚数, 并考虑到闲频光的初始值为  $0$  (即  $E_3(0) = 0$ ), 则可得  $E_3(z \rightarrow 0)$  的

相位为  $\pi/2$ . 这就证明了上面的条件满足(9)式的关系式.

如果在介质的  $\zeta_0$  处 相位满足(9)式 并且当  $\zeta > \zeta_0$  时满足完全相位匹配(即  $\Delta k = 0$ ), 那么在三波混频中只有光子流的相互交换, 却没有相位的变化. 如图 3(a)所示(图中已设  $\zeta_0 = 0$ ). 该结论在下面设计本征模推拉式 NOLM 全光开关非常重要.

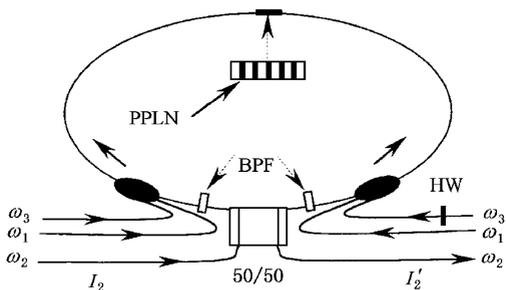


图 1 本征模推拉式 NOLM 全光开关的结构示意图

### 3 本征模推拉式 NOLM 全光开关

在 NOLM 中, 由于顺时针和逆时针方向的光波经历相同的介质, 因此两个不同方向中的光波受环境温度、应力以及外界干扰的影响几乎完全一致, 使得这种全光开关的性能非常稳定. 在推拉式 NOLM 中, 只需顺时针和逆时针方向的信号光相位的变化量(即非线性相移)分别为  $\pm \pi/2$ , 就能实现全光开关. 为此, NOLM 的结构和三束光波的初始条件要满足一定条件. 本征模推拉式 NOLM 全光开关的结构示意图如图 1 所示. 图中  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  分别是抽运光、信号光、闲频光; BPF 是带通滤波器(滤掉输出端的抽运光和闲频光); PPLN 是周期诱导的 LiNbO<sub>3</sub>; HW 是半波片(产生半波相移). 所谓本征模推拉式 NOLM 全光开关, 就是指, 当没有闲频光输入时(即  $I_3(0) = 0$ ), 抽运光和信号光分别沿 NOLM 顺、逆时针传播, 经适当设计, 使得顺、逆时针方向信号光功率的变化相等、相位也相等, 信号光从 NOLM 返回, 相当于“关”. 当有闲频光输入时, 经合理设计, 使得抽运光、信号光、闲频光沿 NOLM 顺、逆时针传输中分别达到本征模状态, 并且信号光在输出端的非线性相移分别为  $\pi/2$  和  $-\pi/2$ , 它们的非线性相移差为  $\pi$ , 于是信号光从输出端输出, 达到“开”的状态. 它的功能示意图如图 2 所示, 图中抽运光  $\omega_1$  和信号光  $\omega_2$  是连续波,  $I_2'$  是由  $\omega_3$  控制得到的输出信

号光脉冲的光强. 这种全光开关在相移上, 采用一“推”一“拉”的方式, 使得 NOLM 的相移减小了一半, 从而降低了对非线性介质特性的要求. 这种全光开关的优越性是 NOLM 中的非线性相移与 PPLN 的长度成线性关系, 要使得非线性相移达到要求, 只需改变 PPLN 的长度, 要求比较低、易于实现.

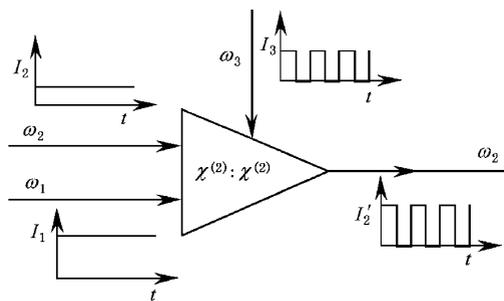


图 2 本征模推拉式 NOLM 全光开关的功能示意图

由上节的理论分析可知, 当  $\Delta k = 0, \phi_1(0) = \phi_2(0) = 0$ , 并且没有闲频光输入时, 就能使本征模推拉式 NOLM 全光开关达到“关”; 当  $\Delta k = 0, \phi_1(0) = \phi_2(0) = 0, \phi_3(0) = 0$  或  $\pi$ , 并且使三束光波的光子流满足(6)式时, 就能实现“开”. 在设计这种全光开关时, 我们采用典型的实验数据<sup>[2,9,11]</sup>, 即  $I_{10} = 10 \text{ MW/cm}^2, I_{20} = 0.05 \text{ MW/cm}^2$ , Sellmeier 方程采用文献[11],  $d_{\text{eff}} = 20.5 \text{ pm/V}, \lambda_1 = 1550 \text{ nm}, \lambda_2 = 1545 \text{ nm}$ . 由(6)或(7)式, 计算得, 当  $I_{30} \approx 0.0993 \text{ MW/cm}^2$  和 PPLN 的长度  $L \approx 6 \text{ mm}$  时, 就能实现全光开关. 三束光波的相位和光强在 PPLN 中的变化如图 3 所示. (a) 图表示没有闲频光输入时, NOLM 中三束光波的变化, 相当于全光开关中的“关”; (b) (c) 图表示闲频光的初始相位  $\phi_3(0)$  分别为 0 和  $\pi$  情况下三束光波的变化, 相当于全光开关的“开”. 由图 3 可知, 如果三波混频中三束光波的初始相位  $\phi_j(0)$  都为 0, 且闲频光的光强为 0, 那么三束光波传输时只有能量的相互耦合, 却没有相位的变化(除闲频光在初始位置有个突变外, 即  $\arg(E_3|_{z=0}) = 0$  变为  $\arg(E_3|_{z \rightarrow 0^+}) = \pi/2$ ). 如果有闲频光输入, 并满足(6)式, 那么三束光波在三波混频耦合中相位呈线性变化, 而光强不变. 图 3(b) (c) 也表明, 如果三波混频中三束光波的光子流满足(6)式, 在抽运光和信号光初始相位都为 0 条件下, 当闲频光的初始相位从 0 变到  $\pi$  时, 光波的相位将按相反的方向线性变化(即由增加变为减小). 这些特性正如上节的理论所预料. 在实际本征模推拉式 NOLM 全光开关中, PPLN 的长度可达到  $5 \text{ cm}$ <sup>[12]</sup>, 这样可以大大降

低抽运光的光强.

虽然上面已经得到了本征模推拉式 NOLM 全光开关的各参数,但没有讨论这种全光开关的稳定

性和初始条件的微扰对全光开关的影响. Kaplan 从理论上已经证明,如果介质的色散可以忽略,那么本征模状态是稳定的<sup>[8]</sup>,因此,这种全光开关也是稳

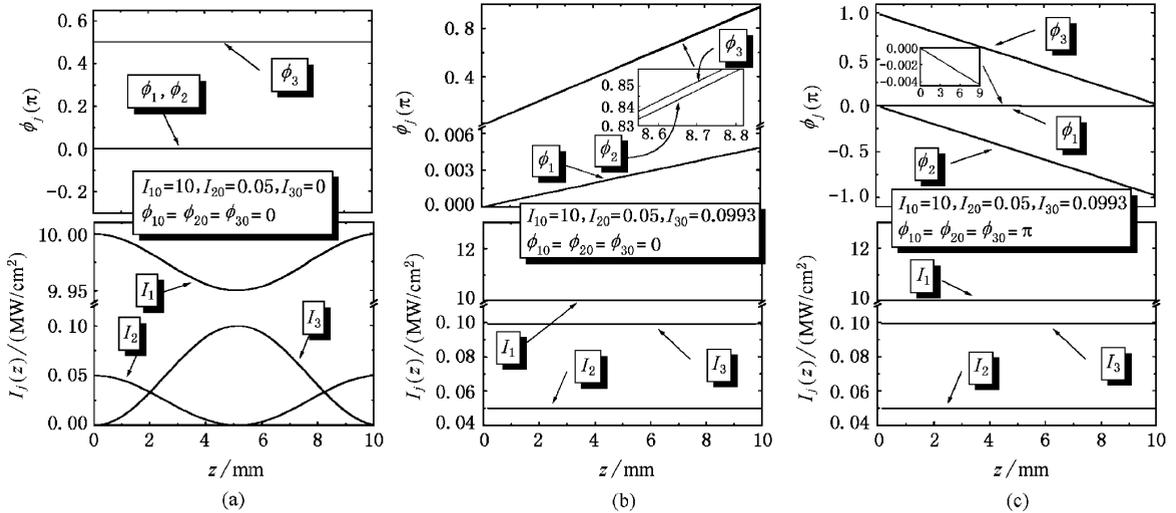


图 3 光波在本征模推拉式 NOLM 全光开关中的变化

定的. 图 4 5 给出了闲频光的输入光子流和初始相位的偏差对本征模推拉式 NOLM 全光开关的影响. 其中图 4 中的  $f_{30}$  是满足 (6) 式本征模条件的初始值  $\Delta f_3$  是输入光子流平方根  $f_3$  与  $f_{30}$  的偏差 (即  $\Delta f_3 = f_3 - f_{30}$ ) (a) 和 (b) 图是当  $\phi_{30} = 0$  和  $\pi$  时信号光相位  $\phi_2$  随  $\Delta f_3/f_{30}$  及  $z$  的变化 (c) 图是  $\Delta f_3/f_{30}$  对输出信号光光强  $I_2'$  的影响 (由于  $\phi_{30} = 0$  和  $\pi$  对  $I_2'$  的影响一样, 因此只给出一个图). 图 5 中的  $\Delta \phi_3$  是初始相位  $\phi_3$  与  $\phi_{30}$  的偏差 (即  $\Delta \phi_3 = \phi_3 - \phi_{30}$ ) 其中  $\phi_{30} = 0$  和  $\pi$ , 前者对应于 (a) 和 (b) 图, 后者对应于 (c) 和 (d) 图 (b) 和 (d) 图是  $I_2'$  随  $\Delta \phi_3/\pi$  的变化, 它们分别对应于 (a) 图 ( $\phi_{30} = 0$ ) 和 (b) 图 ( $\phi_{30}$

$= \pi$ ) 的相位  $\phi_2$  的变化. 在计算图 4 5 中, 已设  $\phi_1 = \phi_2 = 0, I_{10}, I_{30} = 2.62 \cdot 0.098 \text{ MW/cm}^2 \Delta k \cdot d_{\text{eff}}, I_{20}, \lambda_1, \lambda_2, \zeta_0$  的值与图 3 一致, 其中抽运光光强  $I_{10}$  是假设  $|\phi_2(z=10\text{mm})| = \pi/2$  时得到的最小值.

图 4 表示, 虽然光子流的偏差对输出信号光光强  $I_2'$  有一定的影响, 但对相位  $\phi_2$  的影响不大, 如果参数选取适当, 能使  $I_2' \approx I_{20}$  (即输出信号光与输入信号光的能量近似一样, 同时非线性相移差达到  $\pi$ ), 该特性非常有利于本征模推拉式 NOLM 全光开关的设计. 从图 5 可知,  $\Delta \phi_3$  对  $I_2'$  和  $\phi_2$  都有一定的影响, 虽然输出的  $\phi_2$  有一定的偏差, 但它与  $z$  仍近似线性关系. 如果  $\Delta \phi_3$  为负值, 无论  $\phi_{30} = 0$  或  $\pi$  (对应于 (a) 或 (b) 图),  $\phi_2$  值都比  $\phi_3$  没有偏差时 (即

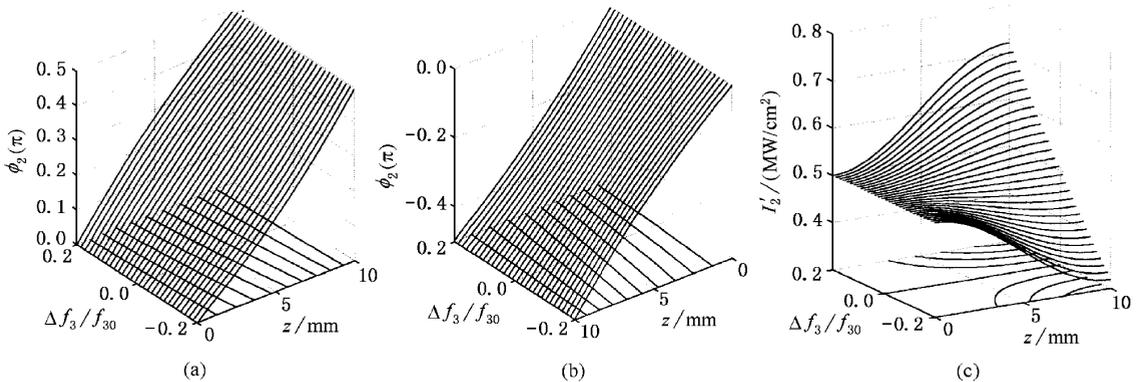


图 4 输出信号光的相位  $\phi_2$  和光强  $I_2'$  与  $\Delta f_3/f_{30}$  和  $z$  的关系

$\phi_3 = \phi_{30}$  的对应值小,但  $I'_2$  随  $z$  的变化与  $\phi_{30}$  的初值有关,并且它们变化趋势互为相反,如图(b)和(d)

所示.如果  $\Delta\phi_3$  为正值,那么  $\phi_2$  的值将增加.

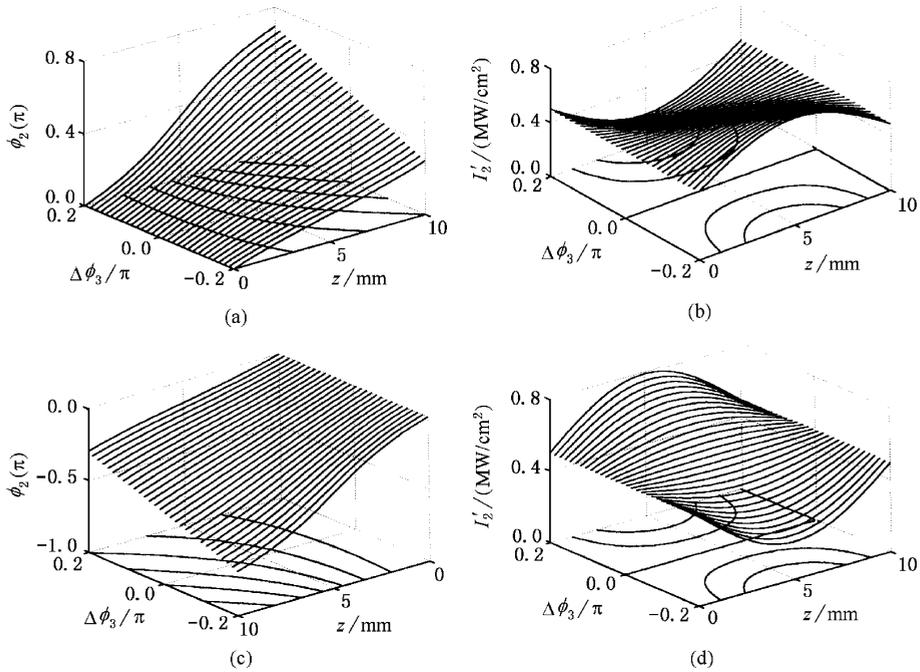


图5 输出信号光的相位  $\phi_2$  和光强  $I'_2$  与  $\Delta\phi_3/\pi$  和  $z$  的关系

### 3 结 论

本文利用光子流的概念研究了三波混频中  $\chi^{(2)}$  的本征模状态,以及它的物理特性和所要求的条件.并研究了三波混频中只有光子流的交换,但没有相位变化的特性及具备的初始条件,并给出了一个简单的实例.利用三波混频中二次非线性级联的这两种特性,本文提出了基于本征模状态推拉式

NOLM的全光开关.这种全光开关具有性能稳定、便于控制输出信号光的光强和相位、并易于实现等优点.数值计算了输入闲频光的相位和光子流的偏差对信号光相位  $\phi_2$  的影响.数值结果表明,闲频光光强的偏差对信号光相位  $\phi_2$  的影响不大.如果选取合适的介质长度,也能使得输出信号光光强  $I'_2$  近似等于输入信号光光强  $I_2$ .然而闲频光相位的变化对  $I'_2$  和  $\phi_2$  都有一定的影响,但  $\phi_2$  与  $z$  变化仍近似线性关系,该特性有利于全光开关的设计.

[1] P. Vidakovic, D. J. Loring, J. A. Levenson *et al.*, *Opt. Lett.*, **22**(1997) 277.  
 [2] G. I. Stegeman, D. J. Hagan, L. Torner, *Opt. Quant. Ele.*, **28**(1996) 1691.  
 [3] G. P. Banfi, P. K. Datta, V. Degiorgio *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **73**(1998) 136.  
 [4] G. Assanto, I. Torelli, *Opt. Comm.*, **119**(1995) 143.  
 [5] G. S. Kanter, P. Kumar, *IEEE. J. Quant. Ele.*, **35**(1999) 891.  
 [6] K. Gallo, G. Assanto, *J. Opt. Soc. Am.*, **B16**(1999) 267.  
 [7] X. Liu, L. Qian, F. Wise, *Opt. Lett.*, **24**(1999) 1777.

[8] A. E. Kaplan, *Opt. Lett.*, **18**(1993) 1223.  
 [9] G. Baldenberger, S. L. Rochelle, A. Villeneuve, *J. Opt. Soc. Am.*, **B16**(1999) 1894.  
 [10] A. Kobayakov, F. Lederer, *Phys. Rev.*, **A54**(1996) 3455.  
 [11] H. Kanbara, H. Itoh, M. Asobe *et al.*, *IEEE. Pho. Tech. Lett.*, **11**(1999) 328.  
 [12] M. H. Chou, I. Brener, G. Lenz *et al.*, *IEEE. Pho. Tech. Lett.*, **12**(2000) 82.  
 [13] M. J. T. Milton, *IEEE. J. Quant. Ele.*, **28**(1992) 739.  
 [14] A. R. C. Sibilila, E. Fazio, M. Bertolotti, *J. Mod. Opt.*, **42**(1995) 823.

# A NOVEL ALL-OPTICAL SWITCH BASED ON THE CASCADING OF SECOND-ORDER NONLINEARITY<sup>\*</sup>

LIU XUE-MING ZHANG MING-DE SUN XIAO-HAN LIU LIN

(*Department of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China*)

(Received 7 August 2000 ; revised manuscript received 25 September 2000)

## ABSTRACT

By employing the concept of photon flux, the evolution of the phase and photon flux in the eigenmode state in three-wave mixing, and the requirements for the initial phase and photon flux in this state, are studied in the paper. A special state in which there are only exchanges of the photon flux but no phase variations in the three-wave mixing process is investigated. An all-optical switch based on the eigenmode pushpull nonlinear-optical-mirror is presented and the properties of this all-optical switch are numerically calculated. The numerical results show that the performance stability is extremely good, and the intensity and phase of the output signal beams can be easily realized and controlled.

**Keywords** : second-order nonlinearity , all-optical switch , three-wave mixing , nonlinear optical loop mirror

**PACC** : 7200 , 4110

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangsu Province (Grant No. BK97012), China.