第 22 卷　第 2 期
2002 年 2 月
光　学　学　报
ACTA OPTICA SINICA
Vol. 22, No. 2
February, 2002

文章编号：0253-2239(2002)02-0129-05

三波非共线作用参变过程的相位匹配研究*

刘红军　陈国夫　赵　卫　王屹山　王　涛　赵尚弘
（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）

摘要：对各向异性单轴和双轴非线性晶体中三波非共线作用参变过程的相位匹配进行了详细的研究，给出了参变光在非线性晶体主平面内传播的所有非共线参变过程可能的相位匹配类型和相位匹配条件，并推出了所有可能的非共线参变过程的临界相位匹配角的解析表达式。

关键词：非共线参变过程；相位匹配；非线性晶体；相位匹配角
中图分类号：O437　　文献标识码：A

1　引　　言

利用非线性光学晶体的光参变过程是人们熟知的产生高功率、波长可调谐激光的重要手段，近年来一些新型非线性光学晶体的出现促使了激光参变技术的飞速发展[1~3]。相位匹配是光参变过程中一个非常重要的概念，为保证参变过程有效地产生，必须使参与互作用的光波在介质中传播时具有相同的相速度，即实现相位匹配，通常利用非线性晶体的双折射与色散特性可以实现相位匹配[4]。非共线参变过程早在 1969 年就被报道[5]，但非共线相位匹配光学参变过程(NOPG)也只是作为一种产生超短脉冲的新方法在最近才引起人们的极大注意[6]。理论和实验结果已表明非共线参变过程有如下特点：扩展共线参变过程的可调谐性；使参变过程中的互作用光波更容易分离；通过引入非共线角可以有效地补偿坡印廷矢量离分，从而增加参变光的有效互作用长度；特别在超短脉冲的光参变过程中，非共线互作用能有效地减小参变光之间的群速失配，从而增大参变转换效率；在超短脉冲的参变放大过程中，采用非共线互作用的方式可以实现信号光和闲频光的群速匹配，并且能够大大地增加参变光的接受角，因此可以获得极宽的增益带宽和实现高增益；在参变振荡器中非共线相位匹配可以获得高转换效率、双通单谐振振荡和较低的运行阈值[7~9]。非共线三波互作用在选择最佳非共线角后，就必须计算最佳相位匹配角。由于非共线相位匹配较共线相位匹配复杂，特别是双轴晶体非共线相位匹配固有的复杂性，有关单轴和双轴晶体的非共线相位匹配迄今未见有系统的分析研究，根据不同的参变过程计算非共线相位匹配角是很难的一件事。

本文针对单轴和双轴晶体所有可能的非共线相位匹配类型进行详细系统的分析讨论，并推导出不同匹配类型相位匹配角的数值计算表达式，只要选择好最佳非共线角，并知道晶体的折射率表达式，即可根据本文给出的结果很快地计算出最佳相位匹配角。因此本文对于选择合适的非线性晶体和准确计算最佳相位匹配方向具有重要的实际意义。

2　非共线参变过程相位匹配条件

参变相互作用作为典型的三波耦合非线性过程，必须满足能量和动量守恒条件[1]：

$$\hbar\omega_3 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1, \qquad \hbar\boldsymbol{k}_3 = \hbar\boldsymbol{k}_2 + \hbar\boldsymbol{k}_1, \tag{1}$$

其中下标 1、2、3 分别表示参与相互作用的三光波，其相位匹配条件的波矢表达式为

$$\Delta \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}_3 - \boldsymbol{k}_2 - \boldsymbol{k}_1 = 0. \tag{2}$$

所谓非共线相位匹配是指光波 1、光波 2 和光波 3 分别沿不同方向传播并满足(2)式的要求。图 1 是三波非共线相互作用的波矢关系图，其中 α 和 β 分别为光波 3 与光波 2、光波 1 的非共线夹角。由图 1 及(2)

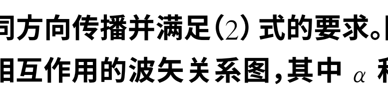

Fig. 1　Geometry of the noncollinear phase matching

* 国家 863 高技术基金及中国科学院创新工程试点基金资助课题。

E-mail：liuhongjun@optics.opt.ac.cn

收稿日期：2001-02-26；收到修改稿日期：2001-04-12

式可推得三波非共线相互作用相位匹配条件的数值方程基本表达式为：

$$\left.\begin{aligned}&\frac{n_3(\lambda_3)}{\lambda_3}=\frac{n_2(\lambda_2)}{\lambda_2}\cos\alpha+\frac{n_1(\lambda_1)}{\lambda_1}\cos\beta,\\&\beta=\arcsin\left[\frac{n_2(\lambda_2)}{n_1(\lambda_1)}\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\sin\alpha\right],\end{aligned}\right\}\tag{3}$$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{n_3(\lambda_3)}{\lambda_3}\cos\alpha=\\&\frac{n_2(\lambda_2)}{\lambda_2}+\frac{n_1(\lambda_1)}{\lambda_1}\cos(\alpha+\beta),\\&\beta=\arcsin\left[\frac{n_3(\lambda_3)}{n_1(\lambda_1)}\frac{\lambda_1}{\lambda_3}\sin\alpha\right]-\alpha,\end{aligned}\right\}\tag{4}$$

$$\left.\begin{aligned}&\frac{n_3(\lambda_3)}{\lambda_3}\cos\beta=\\&\frac{n_2(\lambda_2)}{\lambda_2}\cos(\alpha+\beta)+\frac{n_1(\lambda_1)}{\lambda_1},\\&\beta=\\&\arctan\left\{\frac{[n_2(\lambda_2)/\lambda_2]\sin\alpha}{n_3(\lambda_3)/\lambda_3-[n_2(\lambda_2)/\lambda_2]\cos\alpha}\right\}.\end{aligned}\right\}\tag{5}$$

以上三种基本形式在实质上是一致的，不同的形式主要是为下面方便地推导出不同相位匹配类型相位匹配角的显式表达式。本文中为推导方便还设定：

$$\omega_3>\omega_2\geqslant\omega_1.\tag{6}$$

光在非线性晶体中传播时的相速取决于光波在传播方向的折射率，它与光波的偏振态及传播方向有关。传播方向确定后，一般说，存在两个具有确定的特征相速和偏振方向的本征光波，且它们的偏振方向互相垂直。如果一个光的偏振方向与这两个偏振方向中的任一个平行，则这个光波通过晶体时，它的偏振方向将保持不变。光在单轴晶体中传播时按偏振态和折射率分为 o(寻常光)和 e(异常光)，n_e 和 n_o 分别表示 e 光和 o 光在单轴晶体中传播时的折射率。对于负单轴晶体 $n_e<n_o$，对于正单轴晶体 $n_e>n_o$。光在单轴晶体中传播可用单轴晶体折射率曲面方程来分析：

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)}=\frac{\cos^2\theta}{n_o^2}+\frac{\sin^2\theta}{n_e^2},\tag{7}$$

其中 θ 是 e 光传播方向与光轴之间的夹角。而双轴晶体有三个不相等的主折射率，即 $n_x\neq n_y\neq n_z$，因此光在双轴晶体中传播情况较为复杂，但可用双轴晶体折射率曲面方程来分析：

$$\frac{\sin^2\theta\cos^2\varphi}{n^{-2}-n_x^{-2}}+\frac{\sin^2\theta\sin^2\varphi}{n^{-2}-n_y^{-2}}+\frac{\cos^2\theta}{n^{-2}-n_z^{-2}}=0.\tag{8}$$

式中 n 表示光在双轴晶体中传播时的折射率。设定 $n_z>n_y>n_x$，x、y、z 分别为沿双轴晶体三条光轴方向的主坐标轴，其中 θ 角和 φ 角是光在晶体内传播方向的极坐标角，θ 是该传播方向与 z 轴的夹角，φ 是该传播方向在 x-y 平面内的投影与 x 轴的夹角。

3 非共线参变过程的相位匹配分析

在本文中我们采用类似于参考文献[10]中经典的相位匹配归类方法，将满足非共线相位匹配条件的光波 1、光波 2 与光波 3 不同偏振状态的组合分为三种类型，分别将它们定义为类型Ⅰ、类型Ⅱ、类型Ⅲ。在类型Ⅰ中，光波 1 与光波 2 的偏振态平行，与光波 3 的偏振态正交；在类型Ⅱ中，光波 2 与光波 1 的偏振态正交，与光波 3 的偏振态平行；在类型Ⅲ中，光波 1 与光波 2 的偏振态正交，与光波 3 的偏振态平行。为简化符号表达式，特定义

$$\eta_h(\lambda_i)\equiv\frac{n_h(\lambda_i)}{\lambda_i},\quad(i=1,2,3)\tag{9}$$

其中在单轴晶体中 $h=$ o,e，双轴晶体中 $h=x,y,z$。

3.1 单轴晶体中非共线参变过程的相位匹配

对于负单轴晶体，所有可能的非共线相位匹配类型、条件和匹配角计算表达式归结起来推导结果如下：

类型Ⅰ(o+o→e)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_o(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_o(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_e(\lambda_3),\\&\sin\theta_{pm}=\frac{n_e(\lambda_3)}{\eta_o(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_o(\lambda_1)\cos\beta}\times\\&\left\{\frac{\eta_o^2(\lambda_3)-[\eta_o(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_o(\lambda_1)\cos\beta]^2}{n_o^2(\lambda_3)-n_e^2(\lambda_3)}\right\}^{1/2}\\&\beta=\arcsin\left[\frac{\eta_o(\lambda_2)}{\eta_o(\lambda_1)}\sin\alpha\right].\end{aligned}\right\}\tag{10}$$

类型Ⅱ(o+e→e)：

$$\eta_o(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_e(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_e(\lambda_3).\tag{11}$$

匹配角 θ_{pm} 无法用简单的解析式表示，可参照(3)式～(5)式和图 1 并利用三波非共线之间的三角矢量关系建立相位匹配计算表达式，然后通过计算机求数值解而获得。在下文中凡是没有给出相位匹配角的显式表达式的类型，都用类似的方法求解。

类型Ⅲ(e+o→e)：

$$\eta_e(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_o(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_e(\lambda_3).\tag{12}$$

对于正单轴晶体，可能的非共线相位匹配类型、条件和相位匹配角的表达式归结起来推导结果如下：

类型Ⅰ(e+e→o)：

$$\eta_e(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_e(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_o(\lambda_3).\tag{13}$$

类型 Ⅱ (e+o→o)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_e(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_o(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_o(\lambda_3),\\&\sin\theta_{pm}=\frac{n_e(\lambda_2)}{\eta_o(\lambda_3)\cos\alpha-\eta_o(\lambda_1)\cos(\alpha+\beta)}\times\\&\left\{\frac{\eta_o^2(\lambda_2)-[\eta_o(\lambda_3)\cos\alpha-\eta_o(\lambda_1)\cos(\alpha+\beta)]^2}{n_o^2(\lambda_2)-n_e^2(\lambda_2)}\right\}^{1/2}\\&\beta=\arcsin\left[\frac{\eta_o(\lambda_3)}{\eta_o(\lambda_1)}\sin\alpha\right]-\alpha.\end{aligned}\right\}\tag{14}$$

类型 Ⅲ (o+e→o)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_o(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_e(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_e(\lambda_3),\\&\sin\theta_{pm}=\frac{n_e(\lambda_1)}{\eta_o(\lambda_3)\cos\beta-\eta_o(\lambda_2)\cos(\alpha+\beta)}\times\\&\left\{\frac{\eta_o^2(\lambda_1)-[\eta_o(\lambda_3)\cos\beta-\eta_o(\lambda_2)\cos(\alpha+\beta)]^2}{n_o^2(\lambda_1)-n_e^2(\lambda_1)}\right\}^{1/2}\\&\beta=\arctan\left[\frac{\eta_o(\lambda_2)\sin\alpha}{\eta_o(\lambda_3)-\eta_o(\lambda_2)\cos\alpha}\right].\end{aligned}\right\}\tag{15}$$

3.2　双轴晶体中非共线参变过程的相位匹配

对于双轴晶体，所有可能的非共线相位匹配类型、条件和相位匹配角的表达式归结起来推导结果如下：三光波在 x-y **主平面内相互作用，即在** $\theta=90°$ **条件下：**

类型 Ⅰ (o+o→e)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta\leqslant\eta_y(\lambda_3),\\&\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_x(\lambda_3),\\&\sin\varphi_{pm}=\frac{n_x(\lambda_3)}{\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta}\times\\&\left\{\frac{\eta_y^2(\lambda_3)-[\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta]^2}{n_y^2(\lambda_3)-n_x^2(\lambda_3)}\right\}^{1/2},\\&\beta=\arcsin\left[\frac{\eta_z(\lambda_2)}{\eta_z(\lambda_1)}\sin\alpha\right].\end{aligned}\right\}\tag{16}$$

类型 Ⅱ (o+e→e)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_y(\lambda_1)\cos\beta\leqslant\eta_y(\lambda_3),\\&\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_x(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_x(\lambda_3),\end{aligned}\right\}\tag{17}$$

类型 Ⅲ (e+o→e)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_y(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta\leqslant\eta_y(\lambda_3),\\&\eta_x(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_x(\lambda_3),\end{aligned}\right\}\tag{18}$$

y-z **面内，即** $\varphi=90°$ **条件下：**

类型 Ⅰ(e+e→o)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_y(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_y(\lambda_1)\cos\beta\leqslant\eta_x(\lambda_3),\\&\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_x(\lambda_3).\end{aligned}\right\}\tag{19}$$

类型 Ⅱ (e+o→o)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_y(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_x(\lambda_1)\cos\beta\leqslant\eta_x(\lambda_3),\\&\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_x(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_x(\lambda_3),\\&\sin\theta_{pm}=\frac{n_z(\lambda_2)}{\eta_x(\lambda_3)\cos\alpha-\eta_x(\lambda_1)\cos(\alpha+\beta)}\times\\&\left\{\frac{\eta_y^2(\lambda_2)-[\eta_x(\lambda_3)\cos\alpha-\eta_x(\lambda_1)\cos(\alpha+\beta)]^2}{n_y^2(\lambda_2)-n_z^2(\lambda_2)}\right\}^{1/2}\\&\beta=\arcsin\left[\frac{\eta_x(\lambda_3)}{\eta_x(\lambda_1)}\sin\alpha\right]-\alpha.\end{aligned}\right\}\tag{20}$$

类型 Ⅲ (o+e→o)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_x(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_y(\lambda_1)\cos\beta\leqslant\eta_x(\lambda_3),\\&\eta_x(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_x(\lambda_3),\\&\sin\theta_{pm}=\frac{n_z(\lambda_1)}{\eta_x(\lambda_3)\cos\beta-\eta_x(\lambda_2)\cos(\alpha+\beta)}\times\\&\left\{\frac{\eta_y^2(\lambda_1)-[\eta_x(\lambda_3)\cos\beta-\eta_x(\lambda_2)\cos(\alpha+\beta)]^2}{n_y^2(\lambda_1)-n_z^2(\lambda_1)}\right\}^{1/2},\\&\beta=\arctan\left[\frac{\eta_x(\lambda_2)\sin\alpha}{\eta_x(\lambda_3)-\eta_x(\lambda_2)\cos\alpha}\right].\end{aligned}\right\}\tag{21}$$

x-z **平面内，即** $\varphi=0°$ **条件下：**

类型 Ⅰ (o+o→e)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_y(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_y(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_x(\lambda_3),\\&\sin\theta_{pm}=\frac{n_z(\lambda_3)}{\eta_y(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_y(\lambda_1)\cos\beta}\times\\&\left\{\frac{\eta_x^2(\lambda_3)-[\eta_y(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_y(\lambda_1)\cos\beta]^2}{n_x^2(\lambda_3)-n_z^2(\lambda_3)}\right\}^{1/2},\\&\beta=\arcsin\left[\frac{\eta_y(\lambda_2)}{\eta_y(\lambda_1)}\sin\alpha\right].\end{aligned}\right\}\tag{22}$$

类型 Ⅱ (o+e→e)：

$$\eta_y(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_x(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_x(\lambda_3).\tag{23}$$

类型 Ⅲ (e+o→e)：

$$\eta_x(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_y(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_x(\lambda_3).\tag{24}$$

类型 Ⅰ (e+e→o)：

$$\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_y(\lambda_3).\tag{25}$$

类型 Ⅱ (e+o→o)：

$$\left.\begin{aligned}&\eta_z(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_y(\lambda_1)\cos\beta\geqslant\eta_y(\lambda_3),\\&\sin\theta_{pm}=\frac{n_z(\lambda_2)}{\eta_y(\lambda_3)\cos\alpha-\eta_y(\lambda_1)\cos(\alpha+\beta)}\times\\&\left\{\frac{\eta_x^2(\lambda_2)-[\eta_y(\lambda_3)\cos\alpha-\eta_y(\lambda_1)\cos(\alpha+\beta)]^2}{n_x^2(\lambda_2)-n_z^2(\lambda_2)}\right\}^{1/2},\\&\beta=\arcsin\left[\frac{\eta_y(\lambda_3)}{\eta_y(\lambda_1)}\sin\alpha\right]-\alpha.\end{aligned}\right\}\tag{26}$$

类型 Ⅲ(o + e→o)：

$$\left.\begin{aligned} &\eta_y(\lambda_2)\cos\alpha+\eta_z(\lambda_1)\cos\beta \geqslant \eta_y(\lambda_3),\\ &\sin\theta_{\mathrm{pm}}=\frac{n_z(\lambda_1)}{\eta_y(\lambda_3)\cos\beta-\eta_y(\lambda_2)\cos(\alpha+\beta)}\times \\ &\left\{\frac{\eta_x^2(\lambda_1)-[\eta_y(\lambda_3)\cos\beta-\eta_y(\lambda_2)\cos(\alpha+\beta)]^2}{n_x^2(\lambda_1)-n_z^2(\lambda_1)}\right\}^{1/2},\\ &\beta=\arctan\left[\frac{\eta_y(\lambda_2)\sin\alpha}{\eta_y(\lambda_3)-\eta_y(\lambda_2)\cos\alpha}\right].\end{aligned}\right\} \tag{27}$$

上面推导的结果具有普遍意义，当非共线角 α 取为零时即成为共线相位匹配时的情况。对于双轴晶体，若参变过程发生在主平面之外，则相位匹配十分复杂，可借助计算机求解(3)式来获得相位匹配角的数值解(θ_{pm}，φ_{pm})。需要注意的是本文中对于双轴晶体的主轴 $n_z > n_y > n_x$ 的设定是为推导方便，不同的文献可能对晶体主轴的坐标设定不同，但这并不影响本文结果的普遍意义，在使用本文的结果时，若引用的折射率下标与本文的坐标不一致，只需将相应的下标进行适当调换即可。

图 2 至图 7 是利用上面推导的结果计算出的几个实例。

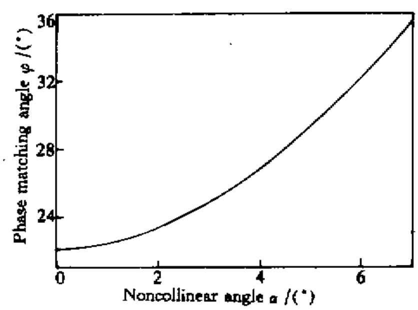

Fig. 2 Dependence of phase matching angle φ of BBO on noncollinear angle α for type Ⅰ process pumped by 532 nm light, and seeded by 800 nm light

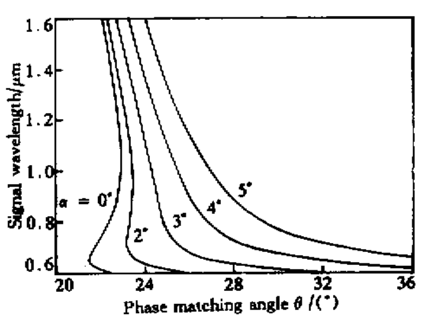

Fig. 3 Theoretical phase matching curves of BBO for type Ⅰ process pumped by 532 nm light with different noncollinear angles α

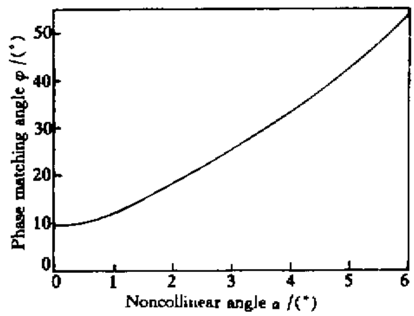

Fig. 4 Dependence of phase matching angle φ of LBO on noncollinear angle α in x-y plane for type Ⅰ process pumped by 532 nm light, and seeded by 800 nm light

其中，图 2、图 4 和图 6 是以 532 nm 光为抽运光和以 800 nm 光为信号光的参变过程的相位匹配角随非共线角 α 变化的曲线，分别对应 BBO 晶体中的类型Ⅰ、LBO 晶体中的类型Ⅰ和 KTP 晶体中的类型Ⅱ。

图 3、图 5 和图 7 是以 532 nm 光为抽运光的非共线参变过程在不同非共线角 α 下的理论相位匹配曲线，分别对应 BBO 晶体中的类型Ⅰ、LBO 晶体中 x-y 面内的类型Ⅰ和 KTP 晶体中 y-z 面内的类型Ⅱ。

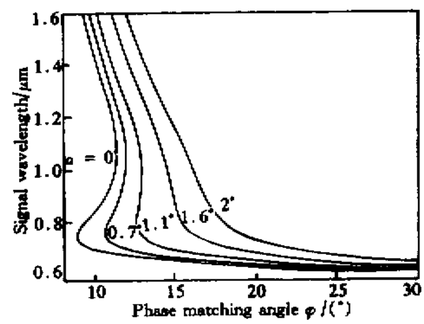

Fig. 5 Theoretical phase matching curves of LBO in x-y plane for type Ⅰ process pumped by 532 nm light with different noncollinear angles α

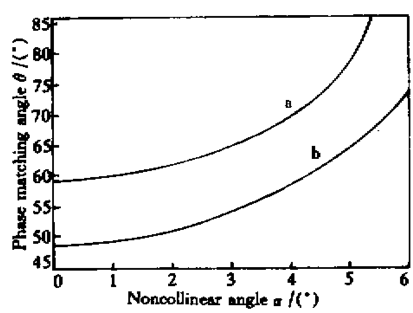

Fig. 6 Dependence of phase matching angle θ of KTP on noncollinear angle α for type Ⅱ process pumped by 532 nm light, and seeded by 800 nm light in a：x-z plane, b：y-z plane

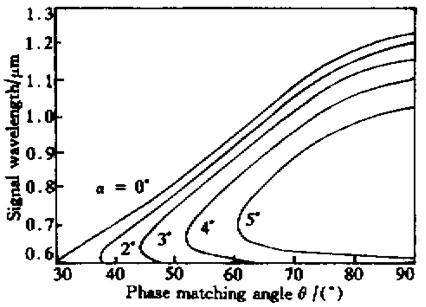

Fig. 7　Theoretical phase matching curves of KTP in y-z plane for type Ⅱ process pumped by 532 nm light with different noncollinear angles α

结论　对各向异性晶体中非共线参变过程的相位匹配进行了详细的讨论，给出了在单轴和双轴晶体的主平面内非共线三波互作用的所有可能的相位匹配类型、条件及匹配角的数值计算表达式。对于任何一非共线参变过程，在选择合适的非线性晶体后，可根据本文中的相位匹配角表达式很快地确定最佳相位匹配方向及晶体的最佳晶轴取向。因此本文的结果对于目前进一步利用非共线参变过程产生宽范围波长可调谐的激光输出有重要的实际意义。

参　考　文　献

[1] Vanherzeele H, Chen C. Widely tunable parametric generation in beta barium borate. *Appl. Opt.*, 1988, **27** (13) : 2634～2636

[2] Chen C, Wu Y, Jiang A *et al.*. New nonlinear-optical crystal : LiB_3O_5. *J. Opt. Soc. Am.* (*B*), 1989, **6**(4) : 616～621

[3] Wang Y, Xu Z, Deng D *et al.*. Visible optical parametric oscillation in LiB_3O_5. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **59**(5) : 531～533

[4] Shen Y R. *The Principles of Nonlinear Optics*. New York : Wiley and Sons, 1984. 25～37

[5] Bhar G C, Datta P K, Rudra A M *et al.*. Tangentially phase-matched efficient difference frequency generation in beta barium borate crystal. *Opt. Commun.*, 1994, **105** (1/6) : 95～98

[6] Shirakawa A, Kobayashi T. Noncollinearly phase-matched femtosecond optical parametric amplification with a 2000 cm^{-1} bandwidth. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **72** (2) : 147～149

[7] Rotermund F, Petrov V, Noack F. Femtosecond noncollinear parametric amplification in the mid-infrared. *Opt. Commun.*, 1999, **169**(1～6) : 183～188

[8] Ross I N, Matousek P, Towrie M *et al.*. The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers. *Opt. Commun.*, 1997, **144**(1～3) : 125～133

[9] Piel J, Beutter M, Riedle E. 20～50 fs pulses tunable across the near infrared from a blue-pumped noncollinear parametric amplifier. *Opt. Lett.*, 2000, **25** (3) : 180～182

[10] Eimerl D, Velsko S, Davis L *et al.*. Deuterated *L*-arginine phosphate : a new efficient nonlinear crystal. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **QE-25** (2) : 179～193

Study of Phase-Matching of Three-Wave Noncollinear Interactions Optical Parametric Process

Liu Hongjun　Chen Guofu　Zhao Wei　Wang Yishan　Wang Tao　Zhao Shanghong
(*State Key Lab. of Transient Optics and Technology, Xi′an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academic of Sciences, Xi′an* 710068)

(Received 26 February 2001 ; revised 12 April 2001)

Abstract : The phase matching for noncollinear optical parametric process is investigated. All the possible phase matching configurations and existence conditions for general noncollinear three-wave mixing interactions are derived for propagation within the crystal principal planes. The calculation expressions for the critical phase matching angles are presented wherever possible.

Key words : noncollinear optical parametric process ; noncollinear phase matching ; nonlinear crystals ; phase-matching angle