

抽运光角度调谐准相位匹配光学参量振荡器的研究^{*}

张百钢^{1) 2) 3) 4)} 姚建铨^{1) 2) 3) 4)} 路 洋¹⁾ 纪 峰¹⁾ 张铁犁¹⁾ 徐德刚¹⁾ 王 鹏^{1) 2) 3) 4)} 徐可欣¹⁾

1) 天津大学精仪学院, 天津 300072)

2) (天津大学激光与光电子研究所, 天津 300072)

3) 教育部光电信息技术科学重点实验室, 天津 300072)

4) 南开大学、天津大学联合研究院, 天津 300072)

(2005 年 7 月 13 日收到, 2005 年 7 月 25 日收到修改稿)

针对利用周期极化晶体实现的抽运光角度调谐准相位匹配(QPM)光学参量振荡器(OPO)进行了系统的理论分析,给出了描述 QPM OPO 中抽运光旋转角与三波波长关系的精确公式和近轴公式.研究发现,对信号光单谐振的情况而言,抽运光与空闲光沿晶体 x 轴的同侧出射,而对空闲光单谐振而言,抽运光与信号光沿晶体 x 轴的同侧出射.另外,信号光单谐振下信号光与空闲光间的夹角要大于空闲光单谐振下两者间的夹角.更重要的是,信号光单谐振时的波长调谐速度也较空闲光单谐振时的大.

关键词: 准相位匹配, 空闲光单谐振光学参量振荡器, 抽运光角度调谐, 调谐速度

PACC: 4265K

1. 引 言

准相位匹配(QPM)^[1-14]光学参量振荡器(OPO)是实现高功率可调谐红外光源的有效手段,在环境监测、军事对抗及光纤通信等领域都有着重要的应用价值.QPM OPO 输出波长的调谐很灵活,有晶体温度调谐^[1,2]、抽运光波长调谐^[3,4]、晶体极化周期调谐^[5,6]和角度调谐^[7-12]等多种方式.温度调谐法的波长调谐范围较大,可连续调谐,但调谐所需的时间较长.抽运光波长调谐法的输出波长调谐范围很大,但其抽运源也必须为可调谐光源.利用多周期极化晶体实现 QPM OPO 通过调节抽运光与晶体的横向相对位置,同样可获得大范围的波长可调谐输出,但其缺点是输出波长为非连续调谐.相对而言,角度调谐法所需的调谐时间较短,便于实现较大波长范围内的连续调谐.

角度调谐 QPM OPO 的基本原理,是利用 OPO 输出波长对非共线 QPM 中各个波矢间相对方位的依赖性,来实现可调谐输出.最简便而有效的 QPM OPO 的角度调谐方法是通过改变抽运光的入射角,来实现 OPO 的波长可调谐输出^[7,8].我们将此种调

谐方式简称为“抽运光角度调谐”.Yang 等^[8]曾利用声光偏转器获得了 1064nm 抽运光 0—3°的偏转,然后以此抽运周期极化铌酸锂晶体(PPLN),最终实现了空闲光波长调谐范围为 3.72—3.22 μ m 的信号光单谐振 QPM OPO.此外, Missey 等^[7]也曾报道过基于 PPLN 的抽运光角度调谐 QPM OPO.但这些有关抽运光角度调谐 QPM OPO 的文献基本上都是实验报道,且研究集中在信号光单谐振的情况下.对 QPM OPO 的抽运光角度调谐特性进行系统的理论研究,目前还未见报道.特别的,对空闲光单谐振的情况,及其与信号光单谐振情况间的差别,也还没有人进行专门的分析.

本文从非共线 QPM 的矢量形式的动量守恒条件出发,对抽运光角度调谐 QPM OPO 进行了详细的理论分析,给出了抽运光旋转角与输出波长间直接关系的表达式,在此基础上,对信号光单谐振和空闲光单谐振两种情况下输出波长调谐速度的大小进行了比较.

2. 非共线 QPM 的基本原理

QPM 中最常用的非线性介质是周期极化晶体,

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10474071),教育部南开大学与天津大学科技合作基金,天津市科技发展和计划及光电信息技术科学教育部重点实验室基金(批准号:2005-24)资助的课题.

[†] E-mail: zbhj@yeah.net or zbhj@tom.com

一般晶体沿 z 轴极化. 准相位失配量 Δk_Q 可以表示为

$$\Delta k_Q = k_p - k_s - k_i - k_m, \quad (1)$$

其中 k 表示波矢, 下标 p, s 和 i 分别表示抽运光、信号光和空闲光, k_m 为周期极化晶体中的周期波矢. 为实现高效的 QPM 光学参量转换, 要满足动量守恒条件(也称准相位匹配条件), 即

$$\Delta k_Q = 0. \quad (2)$$

在共线 QPM 中, k_p, k_s, k_i 与 k_m 均共线, 因此可直接对 (1) 式中的各个参数进行标量分析, 而不必考虑其方向. 但是, 如果 k_p, k_s 和 k_i 中的任意一个与 k_m 不共线, 就会形成非共线 QPM, 此时分析准相位匹配条件, 就必须考虑各个波矢的方向. 一般说来, 晶体 x 轴的方向就是 k_m 的方向, 而 OPO 腔镜则决定了谐振波(信号光或空闲光)的波矢方向^[7-9]. 另外, 考虑到周期极化晶体沿 z 轴方向的厚度比较小(一般 $\leq 1\text{mm}$), 因此可只考虑各波矢在晶体 x - y 平面内的情况.

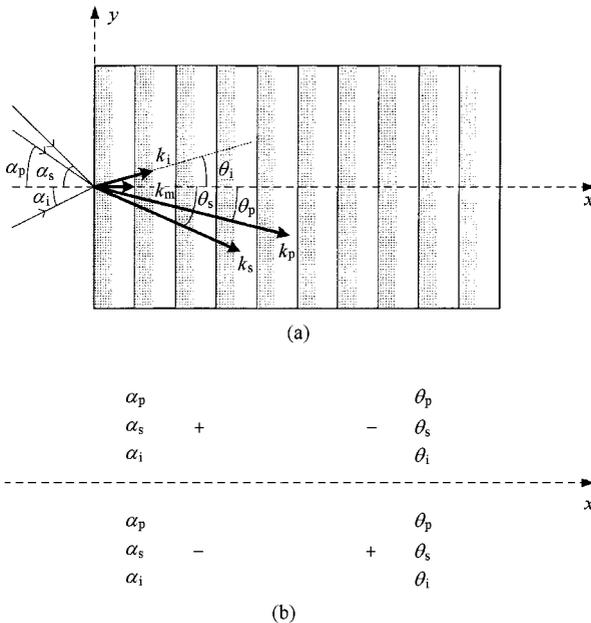


图 1 非共线 QPM 的矢量关系 (a) 和符号法则 (b)

图 1(a) 是非共线 QPM 的矢量关系示意图. 其中 θ 是在晶体内部各波矢与 k_m 的夹角; α 是在晶体外部各波的入射角. θ 和 α 均为锐角, 其符号规定如图 1(b) 所示. 这样, 准相位匹配条件可在两个垂直方向上分解为

$$\begin{aligned} n(\omega_p) \cdot \omega_p \cdot \cos(\theta_p) - n(\omega_s) \cdot \omega_s \cdot \cos(\theta_s) \\ - n(\omega_i) \cdot \omega_i \cdot \cos(\theta_i) - 2\pi cm / \Lambda = 0, \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} n(\omega_p) \cdot \omega_p \cdot \sin(\theta_p) - n(\omega_s) \cdot \omega_s \cdot \sin(\theta_s) \\ - n(\omega_i) \cdot \omega_i \cdot \sin(\theta_i) = 0, \end{aligned} \quad (3b)$$

其中 ω 为频率; n 为折射率; Λ 为晶体的极化周期; m 为 QPM 阶数, 一般 m 取为 1 以获得较大的转换效率.

(3) 式是进行非共线 QPM OPO 理论研究的基本公式, 但其所涉及的角度是晶体内部角 θ , 不便于分析. 实际上, 由折射定律(光在空气中的折射率取为 1) $\sin(\theta_j) = \sin(\alpha_j) n(\omega_j)$ ($j = p, s, i$), 可将 (3) 式化为

$$\begin{aligned} \omega_p \cdot \sqrt{n^2(\omega_p) - \sin^2(\alpha_p)} \\ - \omega_s \cdot \sqrt{n^2(\omega_s) - \sin^2(\alpha_s)} \\ - \omega_i \cdot \sqrt{n^2(\omega_i) - \sin^2(\alpha_i)} - \frac{2\pi cm}{\Lambda} = 0, \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\omega_p \cdot \sin(\alpha_p) - \omega_s \cdot \sin(\alpha_s) - \omega_i \cdot \sin(\alpha_i) = 0. \quad (4b)$$

在近轴条件下(即 α_p, α_s 和 α_i 较小时) (4) 式可简化为

$$\begin{aligned} \left(n(\omega_p) \cdot \omega_p - \frac{\omega_p}{2n(\omega_p)} \alpha_p^2 \right) \\ - \left(n(\omega_s) \cdot \omega_s - \frac{\omega_s}{2n(\omega_s)} \alpha_s^2 \right) \\ - \left(n(\omega_i) \cdot \omega_i - \frac{\omega_i}{2n(\omega_i)} \alpha_i^2 \right) - \frac{2\pi cm}{\Lambda} = 0 \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\omega_p \cdot \alpha_p - \omega_s \cdot \alpha_s - \omega_i \cdot \alpha_i = 0. \quad (5b)$$

(4) 式和 (5) 式是通过折射定律, 将 (3) 式中出现的晶体内部角 θ 转化成外部入射角 α 后获得的关系式. 其中 (4) 式是精确公式 (5) 式是近轴条件下的结果. 特别的, 在后面的分析中我们可以发现, 由 (5) 式能够获得描述抽运光旋转角与输出波长间直接关系的表达式, 有利于简化计算过程和对波长调谐速度进行分析比较.

3. 理论分析

抽运光角度调谐 QPM OPO 中, 抽运光旋转角就是图 1 中所示的 α_p . 由于 $\alpha_p < 0$ 和 $\alpha_p > 0$ 是完全对称的情形, 因此, 我们只考虑 $\alpha_p > 0$ 的情况. 另外, 由于腔镜决定了谐振波的波矢方向, 因此需要根据 OPO 的不同谐振方式来分别进行分析.

3.1. 信号光单谐振

信号光单谐振时非共线 QPM 中的矢量关系如

图2所示. 其中, 信号光波矢 k_s 由于受到谐振腔镜 M_1 和 M_2 的限制, 只能沿腔轴方向, 故 $\alpha_s = 0$. 把 $\alpha_s = 0$ 代入(4)式, 可得

$$\omega_p \cdot \sqrt{n^2(\omega_p) - \sin^2(\alpha_p)} - \omega_s \cdot n(\omega_s) - \omega_i \cdot \sqrt{n^2(\omega_i) - \sin^2(\alpha_i)} - \frac{2\pi cm}{\Lambda} = 0, \quad (6a)$$

$$\omega_p \cdot \sin(\alpha_p) - \omega_i \cdot \sin(\alpha_i) = 0. \quad (6b)$$

由(6b)式可以看出 α_i 与 α_p 同号. 因此, 如果以晶体的 x 轴为参照, 那么抽运光与空闲光将沿晶体 x 轴的同侧出射.

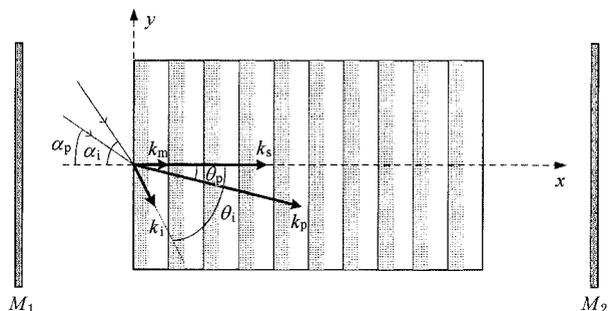


图2 抽运光角度调谐的信号光单谐振 QPM OPO 中矢量关系示意图

把(6b)式代入(6a)式, 可得

$$\omega_p \cdot \sqrt{n^2(\omega_p) - \sin^2(\alpha_p)} - \omega_s \cdot n(\omega_s) - \omega_i \cdot \sqrt{n^2(\omega_i) - \frac{\omega_p^2}{\omega_i^2} \sin^2(\alpha_p)} - \frac{2\pi cm}{\Lambda} = 0. \quad (7)$$

(7)式给出了抽运光角度调谐的信号光单谐振 QPM OPO 中, 抽运光旋转角 α_p 与三波频率(波长)间关系的精确计算公式. 显然, 当改变抽运光相对于 OPO 腔的方位, 即改变抽运光旋转角 α_p 的大小时, OPO 输出波长会随之改变.

把 $\alpha_s = 0$ 和(5b)式代入(5a)式, 可以得到在近轴条件下, 信号光单谐振 QPM OPO 中的抽运光旋转角 α_p 与三波波长间直接关系的表达式(为了与后面空闲光单谐振的情况相区别, 我们将此时的抽运光旋转角用 α_p^s 表示)

$$\alpha_p^s = \sqrt{2 \frac{\frac{n(\lambda_p)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_s)}{\lambda_s} - \frac{n(\lambda_i)}{\lambda_i} - \frac{m}{\Lambda}}{\frac{1}{n(\lambda_p) \cdot \lambda_p} - \frac{1}{n(\lambda_i) \cdot \lambda_i^2}}}}. \quad (8)$$

3.2. 空闲光单谐振

空闲光单谐振时非共线 QPM 中的矢量关系如

图3所示. 仿照前面的分析可知, $\alpha_i = 0$, 且抽运光与信号光将沿晶体 x 轴的同侧出射. 另一方面, 由(4b)式易知, 在同样条件下(抽运光旋转角和抽运光波长均相同时), 空闲光单谐振时 k_s 和 k_i 间的夹角(即图3中的 α_s)要小于信号光单谐振时 k_s 和 k_i 间的夹角(即图2中的 α_i).

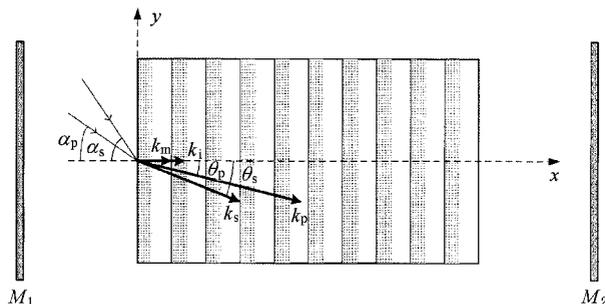


图3 抽运光角度调谐的空闲光单谐振 QPM OPO 中矢量关系示意图

此外, 我们还可得到抽运光角度调谐的空闲光单谐振 QPM OPO 中抽运光旋转角 α_p 与三波频率(波长)关系的精确计算公式

$$\omega_p \cdot \sqrt{n^2(\omega_p) - \sin^2(\alpha_p)} - \omega_s \cdot \sqrt{n^2(\omega_s) - \frac{\omega_p^2}{\omega_s^2} \sin^2(\alpha_p)} - \omega_i \cdot n(\omega_i) - \frac{2\pi cm}{\Lambda} = 0. \quad (9)$$

在近轴条件下, 空闲光单谐振 QPM OPO 中抽运光旋转角 α_p 与三波波长间直接关系的表达式为(为了与前面信号光单谐振的情况相区别, 将此时的抽运光旋转角用 α_p^i 来表示)

$$\alpha_p^i = \sqrt{2 \frac{\frac{n(\lambda_p)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_s)}{\lambda_s} - \frac{n(\lambda_i)}{\lambda_i} - \frac{m}{\Lambda}}{\frac{1}{n(\lambda_p) \cdot \lambda_p} - \frac{1}{n(\lambda_s) \cdot \lambda_p^2}}}}. \quad (10)$$

3.3. 双谐振

双谐振时有 $\alpha_s = \alpha_i = 0$, 这样 $\alpha_p \neq 0$ 时准相位匹配条件(4b)式必不满足. 因此, 抽运光角度调谐的双谐振 QPM OPO 是难以实现的.

4. 数值计算及讨论

下面, 以 PPLN 晶体为例, 对抽运光角度调谐

QPM OPO 进行数值计算,并通过与已报道的实验结果相对比,来验证理论分析的正确性.此外,我们将在近轴公式(8)式和(10)式的基础上,对信号光单谐振和空闲光单谐振两种情况下输出波长调谐速度的大小进行比较.

4.1. 精确计算结果与报道的实验结果的比较

Yang 等^[8]报道的信号光单谐振 PPLN OPO 中,1064nm 抽运光的旋转角为 $0\text{--}3^\circ$,PPLN 的极化周期为 $29\mu\text{m}$,工作温度为 100°C ,所获得的空闲光的波长调谐范围为 $3.72\text{--}3.22\mu\text{m}$.我们利用精确公式(7)式进行计算,得到了上述条件下空闲光波长与抽运光旋转角 α_p 的理论关系曲线,如图 4 所示.当 α_p 在 $0\text{--}3^\circ$ 范围内调谐时,空闲光波长的理论值为 $3.72\text{--}3.23\mu\text{m}$,与该报道的实验结果基本相符.

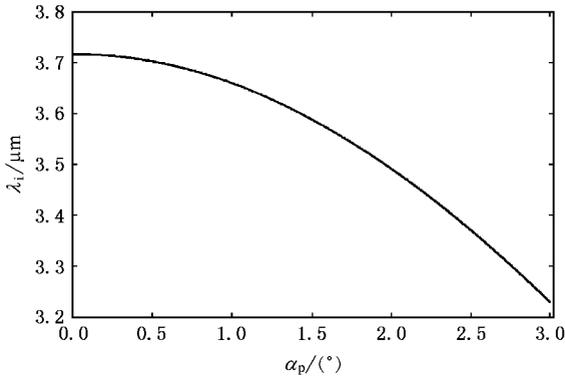


图 4 抽运光角度调谐的信号光单谐振 PPLN OPO 中空闲光波长的理论计算曲线 ($\lambda_p = 1064\text{nm}$, $T = 100^\circ\text{C}$, $\Lambda = 29\mu\text{m}$)

Missey 等^[7]的报道中,PPLN 的极化周期为 $28.5\mu\text{m}$,工作温度为 155°C .PPLN 两个端面所镀膜层对抽运光和空闲光高透,对信号光有较高的反射率,故 PPLN 晶体自身就构成了一个信号光单谐振 OPO. Missey 等通过旋转晶体来调谐抽运光角度,其实验结果为对应抽运光内部旋转角 $0\text{--}36\text{mrad}$ 的调谐范围,输出信号光的波长为 $1.475\text{--}1.7\mu\text{m}$.我们利用精确公式,得到了该实验条件下信号光波长与抽运光内部旋转角 θ_p 的理论关系曲线,如图 5 所示.当 θ_p 在 $0\text{--}36\text{mrad}$ 范围内调谐时,信号光波长的理论值为 $1475\text{--}1699\text{nm}$,与所报道的实验结果符合得非常好.

总之,利用精确公式所得到的计算结果与实验结果符合得很好,这也验证了本理论分析过程的正确性.

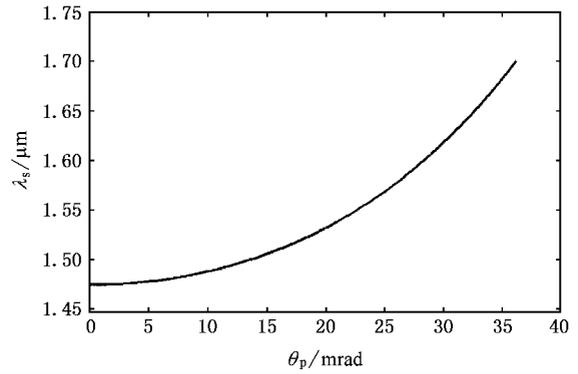


图 5 抽运光角度调谐的信号光单谐振 PPLN OPO 中信号光波长的理论计算曲线 ($\lambda_p = 1064\text{nm}$, $T = 155^\circ\text{C}$, $\Lambda = 28.5\mu\text{m}$)

4.2. 近轴公式的精确性

上面验证了精确公式的正确性,下面通过对近轴公式与精确公式的计算结果的比较,来分别说明两种谐振情况下的近轴公式的精确性.计算中,各参数的取值为 $\lambda_p = 1064\text{nm}$, $T = 140^\circ\text{C}$, $\Lambda = 29\mu\text{m}$.

在信号光单谐振的情况下,先利用精确公式(7)式和近轴公式(8)式分别得到某一抽运光旋转角所对应的信号光波长,再将这两个计算所得的信号光波长相减,得到该抽运光角度下精确公式和近似公式的计算结果差(用 $\Delta\lambda_s$ 表示),最后,可得到 $\Delta\lambda_s$ 与抽运光旋转角 α_p 的关系曲线,如图 6(a)所示. $|\Delta\lambda_s|$ 越小,表明近轴公式的精确性越高.由图 6(a)可见,近轴公式(8)式与精确公式(7)式的计算结果基本符合,特别的,在 $|\alpha_p| < 2^\circ$ 时两者符合得很好.

在空闲光单谐振的情况下,先分别利用(9)式和(10)式计算得到某一抽运光旋转角所对应的信号光波长,最后也可得到 $\Delta\lambda_s$ 与抽运光旋转角 α_p 的关系曲线,如图 6(b)所示.由此可见,近轴公式(10)式与精确公式(9)式的计算结果符合得很好.另外,相对于信号光单谐振的情况而言,空闲光单谐振情况下近轴公式的精确性要好得多.

总之,近轴公式与精确公式的计算结果是非常接近的.

4.3. 调谐速度比较

信号光单谐振和空闲光单谐振两种情况的一个重要差别是波长调谐速度有很大不同.这里的“调谐速度”是指输出波长变化量与抽运光角度改变量之比的绝对值.由于近轴公式具有很好的精确性,而且

又给出了抽运光旋转角与输出波长间的直接关系, 因此, 可以利用近轴公式来直接比较两种谐振情况下波长调谐速度的大小.

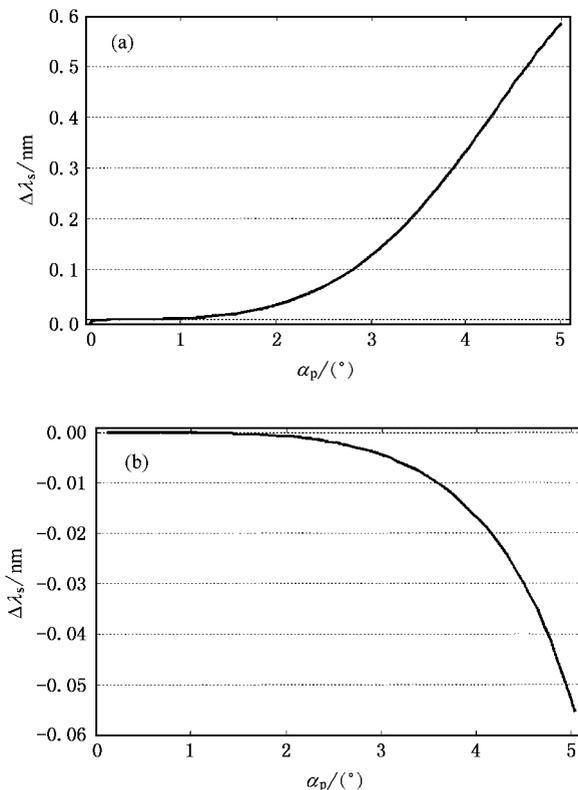


图6 精确公式和近似公式的计算结果差 $\Delta\lambda_s$ 与抽运光旋转角 α_p 的关系曲线 ($\lambda_p = 1064\text{nm}$, $T = 140^\circ\text{C}$, $\Lambda = 29\mu\text{m}$) (a) 信号光单谐振 (b) 空闲光单谐振

对 PPLN 来说, $\lambda_p < \lambda_s < \lambda_i$ 时, 有

$$\frac{\lambda_p}{n(\lambda_p)} < \frac{\lambda_s}{n(\lambda_s)} < \frac{\lambda_i}{n(\lambda_i)}$$

这样, 由近轴公式(8)式和(10)式可知, 在同样的三波波长下, 有

$$\frac{\alpha_p^s}{\alpha_p^i} = \sqrt{\frac{\frac{\lambda_p}{n(\lambda_p)} - \frac{\lambda_s}{n(\lambda_s)}}{\frac{\lambda_p}{n(\lambda_p)} - \frac{\lambda_i}{n(\lambda_i)}}} < 1.$$

可见, 在同样的三波波长下, 信号光单谐振时所对应的抽运光旋转角要小于空闲光单谐振时所对应的抽运光旋转角. 这样, 在抽运光旋转角和抽运光波长都相等的情况下, 信号光单谐振时输出波长的变化量要大于空闲光单谐振时输出波长的变化量. 因此, 信号光单谐振时的波长调谐速度较大.

图7是 $\lambda_p = 1064\text{nm}$, $T = 140^\circ\text{C}$, $\Lambda = 29\mu\text{m}$ 的 PPLN OPO 输出信号光波长与抽运光旋转角 α_p 的理

论关系曲线, 其中, 实线是信号光单谐振时的情况, 虚线是空闲光单谐振时的情况. 对后者来说, 当 α_p 在 $0-5^\circ$ 范围内调谐时, 输出信号光波长的调谐范围仅为 $1.50-1.56\mu\text{m}$, 远小于前者 $1.50-1.87\mu\text{m}$ 的调谐范围.

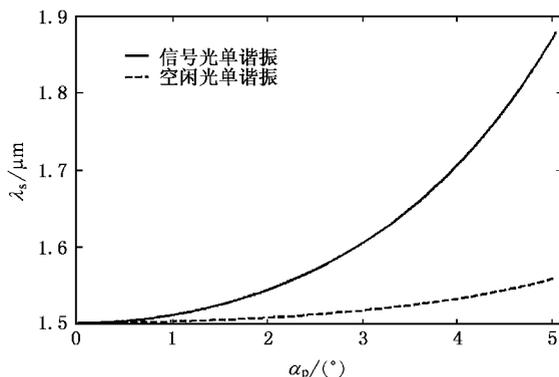


图7 抽运光角度调谐 PPLN OPO 输出波长的理论计算曲线 ($\lambda_p = 1064\text{nm}$, $T = 140^\circ\text{C}$, $\Lambda = 29\mu\text{m}$)

5. 结 论

本文从准相位匹配条件出发, 对抽运光角度调谐 QPM OPO 进行了系统的理论分析. 针对信号光单谐振和空闲光单谐振两种情况, 分别给出了抽运光旋转角与三波波长间关系的精确计算公式, 同时得到了抽运光旋转角与三波波长间直接关系的近轴计算公式. 通过将精确公式的理论计算结果与已报道的实验结果进行对比, 验证了理论分析的正确性. 通过将近轴公式与精确公式的计算结果相比较, 验证了近轴公式的精确性.

研究表明, 对信号光单谐振而言, 抽运光和空闲光沿晶体 x 轴的同侧出射, 对空闲光单谐振而言, 抽运光和信号光沿晶体 x 轴的同侧出射, 但信号光单谐振时信号光与空闲光间的夹角较大. 利用近轴公式对信号光单谐振和空闲光单谐振两种情况下输出波长的调谐速度进行比较, 可以发现, 信号光单谐振时的调谐速度较大. 另外, 研究还表明, 抽运光角度调谐的双谐振 QPM OPO 是难以实现的.

本文的研究结果对设计大波长范围的抽运光角度调谐 QPM OPO 有着指导意义. 此外, 本文的研究方法不仅适用于抽运光角度调谐 QPM OPO, 也适用于其他类型的角度调谐 QPM OPO.

- [1] Myes L E , Eckardt R C , Fejer M M *et al* 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 2102
- [2] Zhang B G , Yao J Q , Zhang H *et al* 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 1077
- [3] Butterworth S D , Smith P G R , Hanna D C 1997 *Opt. Lett.* **22** 618
- [4] Edwards T J , Turnbull G A , Dunn M H *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 837
- [5] Myes L E 1996 *Proceedings of the IEEE 1996 National Aerospace and Electronics Conference* (Cat. No. 96CH35934) **2** 733
- [6] Zhang B G , Yao J Q , Ding X *et al* 2004 *Chinese J. Lasers* **31** 897 (in Chinese) [张百钢、姚建铨、丁 欣等 2004 中国激光 **31** 897]
- [7] Missey M J , Dominic V , Powers P E *et al* 1999 *Opt. Lett.* **24** 1227
- [8] Yang S T , Velsko S P 1999 *Opt. Lett.* **24** 133
- [9] Feve J P , Pacaud O , Boulanger B *et al* 2001 *Opt. Lett.* **26** 1882
- [10] Smilgevičius V , Stabinis A , Piskarskas A *et al* 2000 *Opt. Commun.* **173** 365
- [11] Burr K C , Tang C L , Arbore M A *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 1458
- [12] Hsu C W , Chen C T , Yang C C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 1150
- [13] Zhang B G , Yao J Q , Ding X *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 364
- [14] Ji L L , Wu L A 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 736 (in Chinese) [季玲玲、吴令安 2005 物理学报 **54** 736]

Pump source angle tuning in quasi-phase matched optical parametric oscillator^{*}

Zhang Bai-Gang^{1 2 3 4 †} Yao Jian-Quan^{1 2 3 4 †} Lu Yang^{1 †} Ji Feng^{1 †} Zhang Tie-Li^{1 †}
Xu De-Gang^{1 †} Wang Peng^{1 2 3 4 †} Xu Ke-Xin^{1 †}

1 † College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering , Tianjin University , Tianjin 300072 , China)

2 † Institute of Laser and Optoelectronics , Tianjin University , Tianjin 300072 , China)

3 † Key Laboratory of Optoelectric Information Science and Technology (Ministry of Education) , Tianjin 300072 , China)

4 † Cooperated Institute of Nankai University and Tianjin University , Tianjin 300072 , China)

(Received 13 July 2005 ; revised manuscript received 25 July 2005)

Abstract

This paper systemically presents a theoretical analysis on pump source angle tuning in quasi-phase matched (QPM) optical parametric oscillator (OPO) in periodically poled crystal. The precise formula and the formula in paraxial approximation , both of which describe the relationship between rotation angle of pump source and wavelengths of pump , signal and idler wave in QPM OPO , are presented. It is found that the idler wave and the pump wave for signal-resonated OPO propagate along the same side of the crystal x -axis to exit , as propagate the signal wave and the pump wave for idler-resonated OPO. In addition , the separation angle between the signal wave and the idler wave for signal-resonated OPO is greater than that for idler-resonated OPO. More importantly , the tuning rate for signal-resonated OPO is also greater than that for idler-resonated OPO.

Keywords : quasi-phase matching , idler-resonated optical parametric generator , pump source angle tuning , tuning rate

PACC : 4265K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10474071) , the Science & Technology Cooperation Foundation of Nankai University and Tianjin University , and the Tianjin Municipal Technological Development Plan , and the Key Laboratory of Optoelectric Information Science and Technology (Ministry of Education) (Grant No. 2005-24).

[†] E-mail : zbhj@yeah.net or zbhj@tom.com