

周期性极化铌酸锂晶体光参量振荡 调谐与容差特性分析*

薛挺于建 杨天新 倪文俊 谭莉 李世忱

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术科学教育部重点实验室 天津 300072)

(2001 年 9 月 23 日收到 2002 年 3 月 25 日收到修改稿)

研究了周期性极化铌酸锂晶体光参量振荡的工作机理, 并讨论了其波长调谐特性与极化反转光栅周期、抽运光波长与晶体温度的关系. 在此基础上, 通过对相位失配因子求微分的方案, 分析了光参量振荡的增益与光栅周期、抽运光波长与晶体温度的关系, 以及光栅周期、抽运光波长与晶体温度容差的关系.

关键词: 准相位匹配, 周期性极化铌酸锂, 光参量振荡

PACC: 4265, 4265K

1. 引言

利用外加电场极化法制作周期性极化铌酸锂 (PPLN) 晶体工艺的成熟, 极大地促进了准相位匹配技术的发展. 利用 PPLN 晶体可以研制波导倍频器件^[1]、全光波长变换器件^[2]、全光开关^[3]等, 特别是利用 PPLN 晶体来实现光参量放大和振荡技术, 能够获得宽带连续可调谐的激光光源, 其在军事对抗、大气环境监测^[4]、医学、特殊环境远距离监控以及光谱学研究等诸多领域都有重要的应用价值. 从目前文献数量看, 利用 PPLN 晶体作为光参量振荡器件的报道最多^[4-23], 特别是这种光参量振荡器在激光雷达、激光制导炸弹、飞行器激光导航等方面极具潜在应用价值, 因而多为军事部门资助的研究项目^[4-6, 22, 23], 因此得到巨大发展.

传统实现光参量放大和振荡方案是在铌酸锂晶体中利用其双折射效应进行相位匹配, 通过三波互作用过程来实现波长的调谐, 但是这种方案存在着坡印廷矢量走离、有效二阶非线性系数低、改变抽运光入射角困难等弱点. 随着准相位匹配技术的发展, 人们逐渐趋向于利用 PPLN 进行光参量振荡. 与传统双折射相位匹配技术相比, 使用准相位匹配技术没有走离效应, 并且调谐范围几乎覆盖了铌酸锂晶体的通光范围, 而且更重要的是能够利用铌酸锂晶

体的最大二阶非线性系数 d_{33} , 提高光参量振荡的增益, 并降低其阈值, 因此引起人们极大的兴趣. 1995 年, Myers 等人^[5]采用 Nd:YAG 输出的 $1.064\mu\text{m}$ 激光为抽运源, 极化反转光栅周期为 $28.5\mu\text{m}$, 相互作用长度为 15mm , 用 PPLN 实现了 $1.4-4.4\mu\text{m}$ 可调波长的连续与脉冲的激光输出; 1998 年, Powers 等人^[10]采用扇形光栅周期为 $29.3-30.1\mu\text{m}$, $1.064\mu\text{m}$ 激光为抽运源, 相互作用长度为 50mm , 用 PPLN 实现了 $1.53-1.62\mu\text{m}$ 的连续可调波长输出.

本文分析了 PPLN 晶体光参量振荡的调谐特性与极化反转光栅周期、晶体温度、抽运光波长等关系, 并给出了调谐曲线. 从耦合波方程出发, 利用对相位失配因子求偏微分的方法分析了极化反转光栅周期、晶体温度、抽运光波长的容差对光参量振荡的增益带宽即输出激光波长稳定性的影响.

2. 调谐特性分析

将 PPLN 晶体置于光学谐振腔内, 如图 1 所示, 当参量放大的增益等于或大于腔内损耗与耦合损耗时, 则可分别在信号光频率 ω_s 和空闲光频率 ω_i 处得到持续的相干光振荡输出, 即为光参量振荡器. 若调谐耦入的抽运光波长 λ_p , 或者改变极化反转光栅周期 Λ 大小, 或者改变铌酸锂晶体的温度 T , 即可

* 天津市自然科学基金(批准号 99380071)资助的课题.

对输出的信号光波 λ_s 和空闲光波 λ_i 的波长进行调谐.

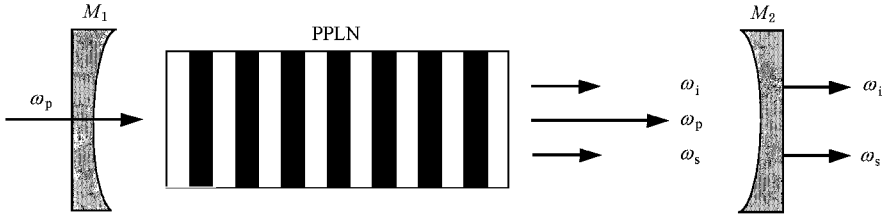


图1 PPLN 晶体光参量振荡器结构简图

由能量守恒可得光参量放大的频率条件为

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i. \quad (1)$$

由动量守恒可得光参量放大的相位匹配条件为

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i - \frac{2m\pi}{\Lambda} = 0, \quad (2)$$

其中 Λ 为极化反转光栅周期, 下标 p, s, i 分别为抽运光、信号光与空闲光, $m = 1, 3, 5, \dots$ 为极化反转光栅周期阶数, $k_p = \frac{2\pi n_p}{\lambda_p}$, $k_s = \frac{2\pi n_s}{\lambda_s}$, $k_i = \frac{2\pi n_i}{\lambda_i}$ 分别为抽运光、信号光与空闲光的波传播矢量, n_p, n_s, n_i 分别为抽运光、信号光与空闲光的折射率, $\lambda_p, \lambda_s, \lambda_i$ 分别为抽运光、信号光与空闲光在真空中的波长.

若调谐耦入的抽运光波长 λ_p , 或者改变极化反转光栅周期 Λ 大小, 或者改变铌酸锂晶体的温度 T , 即可对输出的信号光波 λ_s 和空闲光波 λ_i 的波长进行调谐.

铌酸锂为负单轴晶体, 空间群为 $R3c(C_{3v}^6)$, 透光范围为 400—5000nm. 本文采用 1997 年 Jundi 给出利用 PPLN 光参量振荡实验测得的铌酸锂晶体的非常光 n_e 折射率与光波波长和温度关系 Sellmeier 方程为^[24]

$$n^2(\lambda, T) = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2, \quad (3)$$

其中

$$f = (T - T_0) \left[\frac{T + T_0 + 2 \times 273.16}{(T - 24.5^\circ\text{C})(T + 570.82^\circ\text{C})} \right], \quad (4)$$

λ 为光波波长, 单位为 μm , T 为晶体温度, 单位为 $^\circ\text{C}$. 上述关系对于波长在 0.4— $5\mu\text{m}$, 温度在 20— 400°C 范围内均成立, 方程(3)中各参量数值如表 1 所示.

表1 铌酸锂 Sellmeier 方程(3)系数

a_1	5.35583	a_6	1.5334×10^{-2}
a_2	0.100473	b_1	4.629×10^{-7}
a_3	0.20692	b_2	3.862×10^{-8}
a_4	100.0	b_3	-0.89×10^{-8}
a_5	11.34927	b_4	2.657×10^{-5}

铌酸锂晶体的热膨胀系数为

$$\alpha = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial T},$$

其具体数值如表 2 所示.

表2 铌酸锂晶体的热膨胀系数

	切向	膨胀系数($10^{-6}/^\circ\text{C}$)	温度 $T/^\circ\text{C}$
α_a	平行光轴	16.7	0—800
α_c	垂直光轴	2.0	0—600

考虑到铌酸锂晶体的热膨胀, 若在温度为 T_1 时光栅周期为 $\Lambda(T_1)$ 能够满足, 则在晶体温度为 T_2 时光栅周期 $\Lambda(T_2)$ 应为

$$\Lambda(T_2) = \Lambda(T_1) [1 + \alpha(T_2 - T_1)]. \quad (5)$$

考虑到铌酸锂晶体折射率随晶体温度 T 的变化, 一阶($m = 1$)相位匹配时, 动量守恒条件(2)式可改写为

$$\Delta k(T) = k_p(\lambda_p, T) - k_s(\lambda_s, T) - k_i(\lambda_i, T) - \frac{2\pi}{\Lambda(T)}, \quad (6)$$

即

$$\frac{n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda(T)} = 0. \quad (7)$$

又由能量守恒条件(1)式, 可得

$$\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s} - \frac{1}{\lambda_i} = 0. \quad (8)$$

可用拟牛顿法求解联立的非线性方程组(7)和(8), 得到信号光波长 λ_s 与空闲光波长 λ_i .

2.1. 利用极化反转光栅周期 $\Lambda(T)$ 调谐

在实际制作过程中,可以采用扇形光栅的方案来制作连续变化光栅周期^[10],或者采用多个光栅周期并列的方案.考虑到铌酸锂晶体的热膨胀,当基频光波长分别为 0.532、0.808 与 1.064 μm ,晶体温度 T 分别为 27 与 200 $^{\circ}\text{C}$ 时,信号光波长 λ_s 与空闲光波长 λ_i 的调谐特性与极化反转光栅周期 $\Lambda(T)$ 的关系如图 2 所示,调谐范围与极化反转光栅周期 $\Lambda(T)$ 变化范围见表 3 所示.由图 2(a)可知,27 $^{\circ}\text{C}$ 时 λ_p 为 0.532 μm 能够实现从可见到红外的波长调谐,其最小光栅周期为 6.8 μm .

表 3 信号光波长 λ_s 与空闲光波长 λ_i 调谐范围与光栅周期 $\Lambda(T)$ 变化关系

抽运光波长 $\lambda_p/\mu\text{m}$	0.532	0.808	1.064
光栅周期范围(27 $^{\circ}\text{C}$) μm	6.8—12	20—22	26—31
信号光/空闲光调谐范围/ μm	0.6—4.6	0.9—5.5	1.4—4.9

2.2. 利用基频光波长 λ_p 调谐

晶体温度 T 为 27 $^{\circ}\text{C}$ 时,在不同的极化反转光栅周期 $\Lambda(T)$ 下,信号光波长 λ_s 、空闲光波长 λ_i 、基频光波长 λ_p 调谐关系如图 3 所示.由图 3 可以看出,当极化反转光栅周期 $\Lambda = 20 \mu\text{m}$ 时,在钛宝石激光器输出光波 0.780—0.794 μm 范围内,信号光波长 λ_s 与空闲光波长 λ_i 变化范围为 1.2—2.3 μm ,就已经覆盖了目前全波光纤的低损耗通光波段 1.2—1.7 μm .

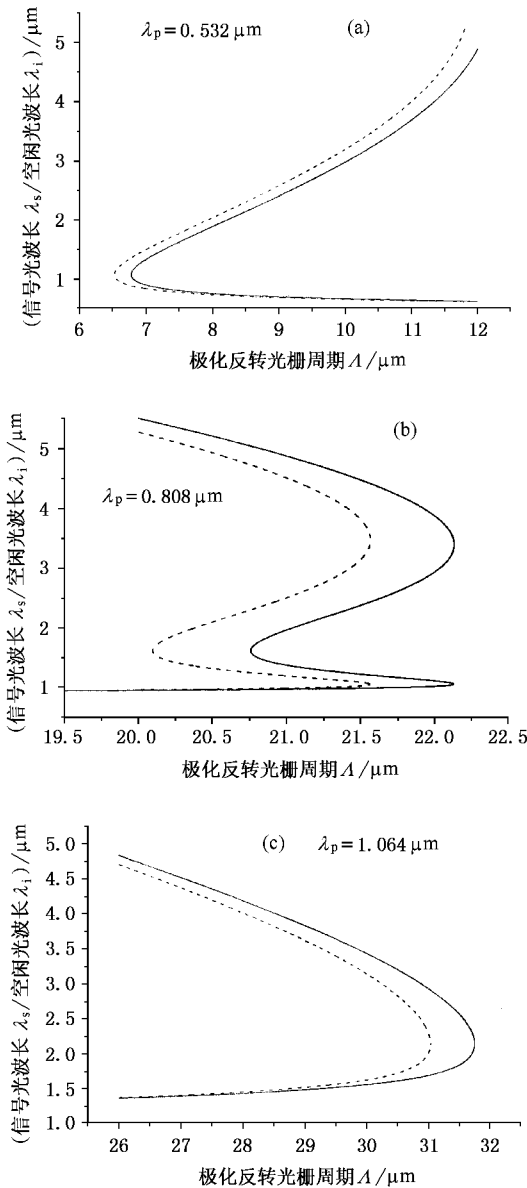


图 2 信号光/空闲光波长 λ_s/λ_i 与极化反转光栅周期 Λ 的关系 ——为 $T = 27^{\circ}\text{C}$, ---为 $T = 200^{\circ}\text{C}$

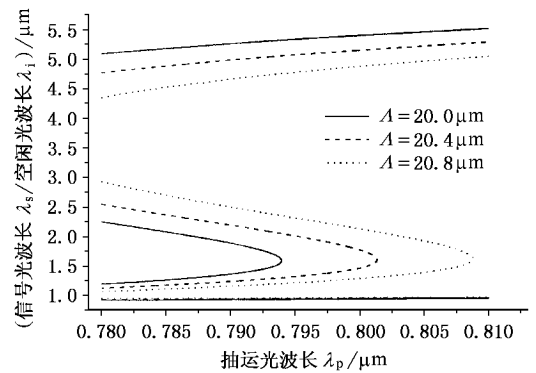


图 3 对应不同的极化反转光栅周期 Λ , 信号光/空闲光波长 λ_s/λ_i 与抽运光波长 λ_p 的关系 $T = 27^{\circ}\text{C}$

2.3. 利用晶体温度 T 调谐

抽运光波长分别为 0.532 和 1.064 μm 时,考虑到铌酸锂晶体的热膨胀,对应于不同的极化反转光栅周期 $\Lambda(T)$,信号光波长 λ_s 和空闲光波长 λ_i 与晶体温度 T 调谐特性如图 4 所示.

由上述分析可知,调谐极化反转光栅周期 Λ 、抽运光波长 λ_p 或晶体温度 T ,均可实现信号光波 λ_s 与空闲光波 λ_i 在较大范围内的波长调谐.

3. 容差特性分析

3.1. 耦合方程

慢变振幅近似情况下,忽略各光波的散射损耗,

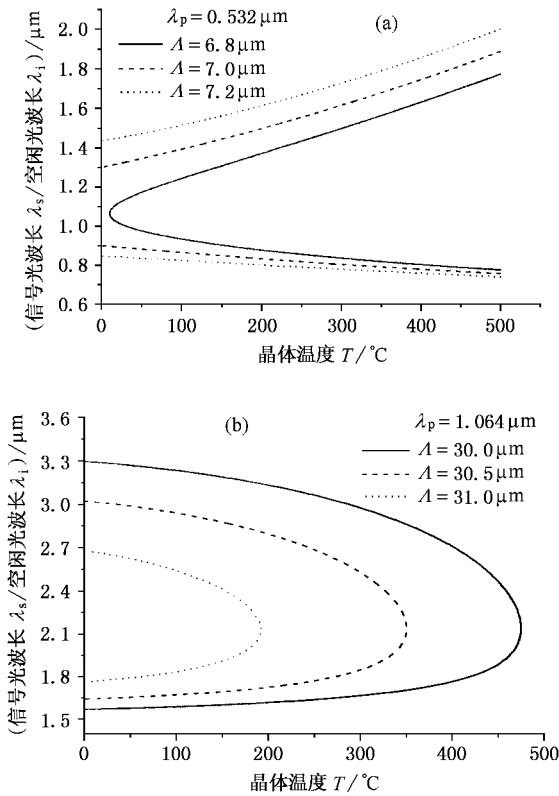


图4 信号光/空闲光波长 λ_s/λ_i 与晶体温度 T 的关系

设光参量振荡器中的三种频率光波都是单色平面光波, 则三波非线性参量相互作用耦合波方程可描述为

$$\frac{dE_s(z)}{dz} = i\kappa_s E_p(z) E_i^*(z) \exp(-i\Delta kz), \quad (9a)$$

$$\frac{dE_i(z)}{dz} = i\kappa_i E_p(z) E_s^*(z) \exp(-i\Delta kz), \quad (9b)$$

$$\frac{dE_p(z)}{dz} = i\kappa_p E_s(z) E_i(z) \exp(-i\Delta kz), \quad (9c)$$

其中

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i - \frac{2\pi}{\Lambda},$$

$$\kappa_j = \frac{2\omega_j^2 d_{\text{eff}}}{k_j c^2}, \quad j = i, s, p.$$

在小信号增益情况下, 忽略抽运光 E_p 传播距离 L 的散射损耗与转换损失, 即 $\frac{dE_p(z)}{dz} = 0$. 方程剩下(9a)和(9b), 若初始条件 $E_i(z=0) = 0$, 解联立微分方程组, 可得

$$E_s(L) = \left\{ E_s(0) \left[\cosh(gL) - i \frac{\Delta k}{2g} \sinh(gL) \right] - i \frac{\kappa_s E_p}{g} E_i^*(0) \sinh(gL) \right\} \exp\left(-\frac{i\Delta kL}{2}\right), \quad (10a)$$

$$E_i(L) = \left\{ E_i(0) \left[\cosh(gL) - i \frac{\Delta k}{2g} \sinh(gL) \right] + i \frac{\kappa_i E_s^*}{g} E_s^*(0) \sinh(gL) \right\} \exp\left(-\frac{i\Delta kL}{2}\right), \quad (10b)$$

其中 L 为 PPLN 晶体相互作用长度,

$$g = [\Gamma^2 - (\Delta k/2)^2]^{1/2}, \quad (11)$$

$$\Gamma^2 = k_i k_s |E_p|^2, \quad (12)$$

抽运光功率

$$P_p = \frac{1}{2} n_p c \epsilon_0 |E_p|^2. \quad (13)$$

信号光通过晶体的单程增益为

$$G = \frac{|E_s(L)|^2 - |E_s(0)|^2}{|E_s(0)|^2} = \left| \frac{E_s(L)}{E_s(0)} \right|^2 - 1, \quad (14)$$

可得

$$G = \Gamma^2 L^2 \frac{\sinh^2(gL)}{(gL)^2} = \Gamma^2 L^2 \text{sinc}^2(gL) = \Gamma^2 L^2 \text{sinc}^2\{[(\Delta k/2)^2 - \Gamma^2]^{1/2} L\}. \quad (15)$$

由上式可知, 当 $\Delta k = 0$ 时, 能够获得光参量振荡的最大增益. 只要相互作用长度足够长, 抽运光强度足够强, 就可在高增益下, 由晶体中的自发噪声有效地产生光参量振荡, 此时

$$G_{\text{max}} = \sinh^2(\Gamma L). \quad (16)$$

令

$$G = G_A G_R, \quad (17)$$

其中

$$G_A = \Gamma^2 L^2, \quad (18)$$

$$G_R = \text{sinc}^2\{[(\Delta k/2)^2 - \Gamma^2]^{1/2} L\}. \quad (19)$$

因此, 影响增益 G 绝对大小的为 G_A 项, 而 G_R 为由于相位失配导致增益 G 相对变化的因子, 为简便起见, 文中称 G_A 为净增益, G_R 为相对增益. 由于铌酸锂晶体对长波长光波的折射率变化较平坦, 因此净增益 G_A 主要与抽运光波强度 P_p 、相互作用长度 L 以及输出波长 λ_i/λ_s 有关.

稳定振荡时, 信号光 λ_s /空闲光 λ_i 稳定在某一固定的波长上, 但是若极化反转光栅周期 Λ 、晶体温度 T 或抽运光波长 λ_p 偏离一定量时, 信号光 λ_s /空闲光 λ_i 波长相对应的相位匹配条件 $\Delta k = 0$ 不再满足, 将偏离原来的波长, 被调谐到另外满足相位匹配条件 $\Delta k = 0$ 的波长上. 因此有必要讨论输出的信号光 λ_s /空闲光 λ_i 的波长稳定性与极化反转光栅周期 Λ 、晶体温度 T 和抽运光波长 λ_p 等参量的关系,

即讨论相对增益 G_R 与 Λ, T 和 λ_p 的关系.

当信号光 λ_s /空闲光 λ_i 稳定在确定的波长上, 极化反转光栅周期 Λ 、晶体温度 T 或抽运光波长 λ_p 变化 $\delta\Lambda, \delta T$ 与 $\delta\lambda_p$, 导致相对增益 G_R 变化到半极大值 $G_R^{1/2} = \frac{1}{2} G_R^{\max} = \frac{1}{2} \text{sinc}^2(\Gamma L)$ 时, 对应相位失配 Δk 的变化量为 $\delta(\Delta k)$ 由 $\text{sinc}^2(X) = 1/2$, 即 $X = 2^{1/2} \text{si}(X)$, 可得 $X = 1.392$; 因此由

$$[(\delta(\Delta k)/2)^2 - \Gamma^2]^{1/2} L = X,$$

可得

$$\delta(\Delta k) = 2 \left[\left(\frac{X}{L} \right)^2 + \Gamma^2 \right]^{1/2}. \quad (20)$$

当抽运光强度 P_p 增加或相互作用长度 L 较长时, Γ^2 对相位失配 $\delta(\Delta k)$ 的影响开始增大, 由于信号光 λ_s /空闲光 λ_i 波长的变化而导致相应折射率的变化以及抽运光强度 P_p 对相对增益 G_R 有影响. 本文以下将着重讨论相对增益 G_R 与 Λ, T 和 λ_p 带宽, 即各参量容差关系.

3.2. 极化反转光栅周期带宽 $\Delta\Lambda$

(6)式等号两边对 Λ 求微分, 可得

$$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial\Lambda} \approx \frac{\delta(\Delta k)}{\delta\Lambda} = -\frac{2\pi}{\Lambda^2}, \quad (21)$$

因此极化反转光栅周期带宽

$$\begin{aligned} \Delta\Lambda &= 2 |\delta\Lambda| = \frac{\Lambda^2 \delta(\Delta k)}{2\pi} \\ &= \frac{2\Lambda^2}{\pi} \sqrt{\left(\frac{X}{L} \right)^2 + \Gamma^2}. \end{aligned} \quad (22)$$

由(22)式可知: 相互作用长度 L 越长, 极化反转光栅周期带宽 $\Delta\Lambda$ 越小; 抽运光强度 P_p 或极化反转光栅周期 Λ 越大, 极化反转光栅周期带宽 $\Delta\Lambda$ 越大. 抽运光波长分别为 0.532 和 1.064 μm , 抽运功率为 1W, 对应于不同相互作用长度 L , 相对增益 G_R 与极化反转光栅周期 Λ 的关系如图 5(a)和(b)所示. 极化反转光栅周期带宽 $\Delta\Lambda$ 与 Λ 的关系如图 6(a)和(b)所示. 由图中可见, L 越长, 极化反转光栅周期容差 $\Delta\Lambda$ 越小; Λ 越大, 极化反转光栅周期容差 $\Delta\Lambda$ 也越大.

3.3. 抽运光波长带宽 $\Delta\lambda_p$

(6)式等号两边对 λ_p 求微分, 可得

$$\frac{\partial(\Delta k)}{\partial\lambda_p} \approx \frac{\delta(\Delta k)}{\delta\lambda_p} = \frac{2\pi \left(\lambda_p \frac{\partial n_p(\lambda_p, T)}{\partial\lambda_p} - n_p \right)}{\lambda_p^2}$$

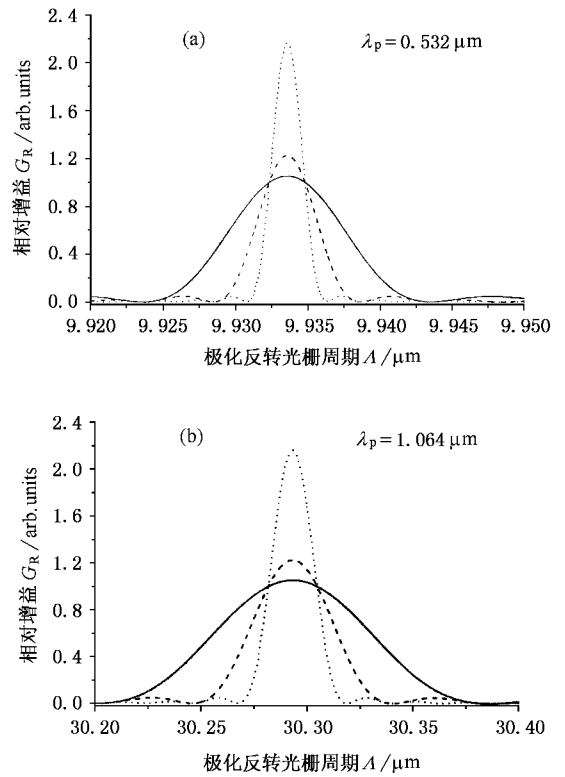


图 5 相对增益 G_R 与极化反转光栅周期 Λ 的关系 $P_p = 1W, T = 27^\circ\text{C}$, — $L = 10\text{mm}$, - - $L = 20\text{mm}$, $L = 40\text{mm}$

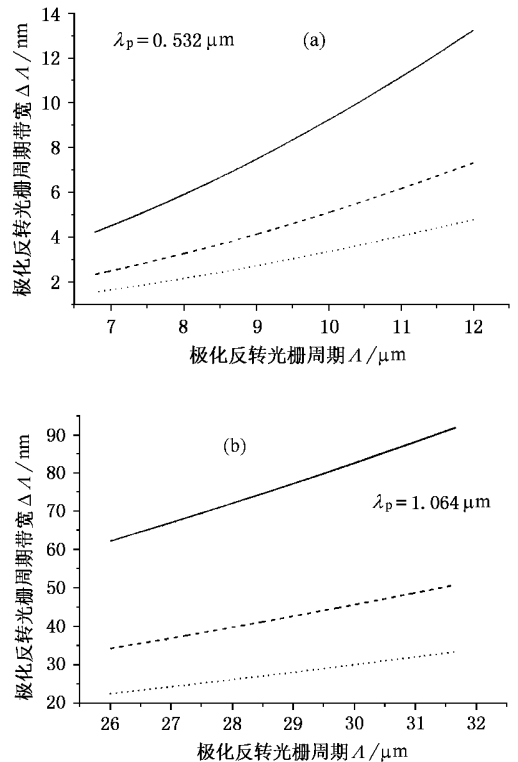


图 6 极化反转光栅周期带宽 $\Delta\Lambda$ 与 Λ 的关系 图注同图 5

$$= \frac{2\pi(\lambda_p \beta - n_p)}{\lambda_p^2}, \quad (23)$$

其中

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{\partial n_p(\lambda_p, T)}{\partial \lambda_p} = \frac{1}{2n_p(\lambda_p, T)} \frac{\partial n_p^2(\lambda_p, T)}{\partial \lambda_p} \\ &= \frac{-\lambda_p}{n_p(\lambda_p, T)} \left\{ \frac{(a_2 + b_2 f)}{[\lambda_p^2 - (a_3 + b_3 f)^2]} \right. \\ &\quad \left. + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda_p^2 - a_5^2} + a_6 \right\}, \end{aligned}$$

因此抽运光波长带宽为

$$\Delta\lambda_p = 2 |\delta\lambda_p| = 2 \frac{\lambda_p^2}{\pi |\lambda_p \beta - n_p|} \sqrt{\left(\frac{X}{L}\right)^2 + \Gamma^2}. \quad (24)$$

由(24)式可知: 相互作用长度 L 越长, 抽运光波长带宽 $\Delta\lambda_p$ 越小; 抽运光强度 P_p 或光栅周期 Λ 越大, 抽运光波长带宽 $\Delta\lambda_p$ 越大. 极化反转光栅周期 Λ 分别为 20 和 30 μm , 抽运功率为 1W, 对应于不同相互作用长度 L , 相对增益 G_R 与抽运光波长 λ_p 的关系如图 7 所示. 抽运光波长带宽 $\Delta\lambda_p$ 与 λ_p 的关系如图 8 所示. 由图中可见, L 越长, 波长容差 $\Delta\lambda_p$ 越小; λ_p 越大, 波长容差 $\Delta\lambda_p$ 也越大.

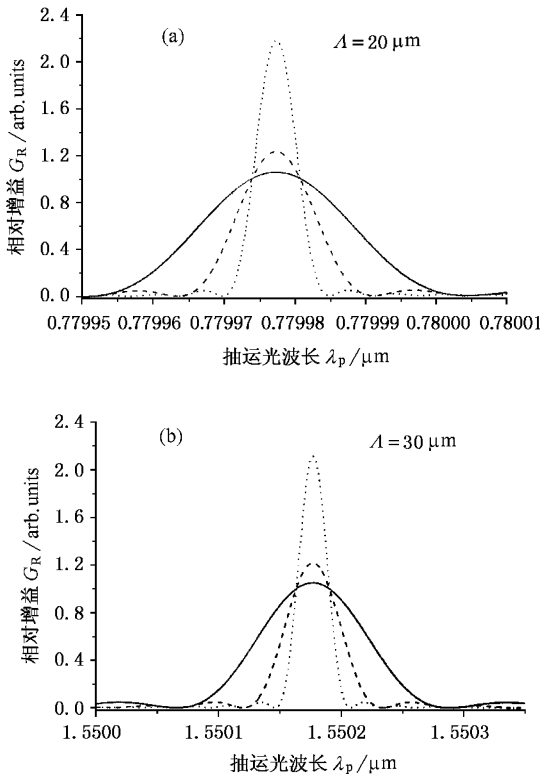


图 7 相对增益 G_R 与抽运光波长 λ_p 的关系 图注同图 5

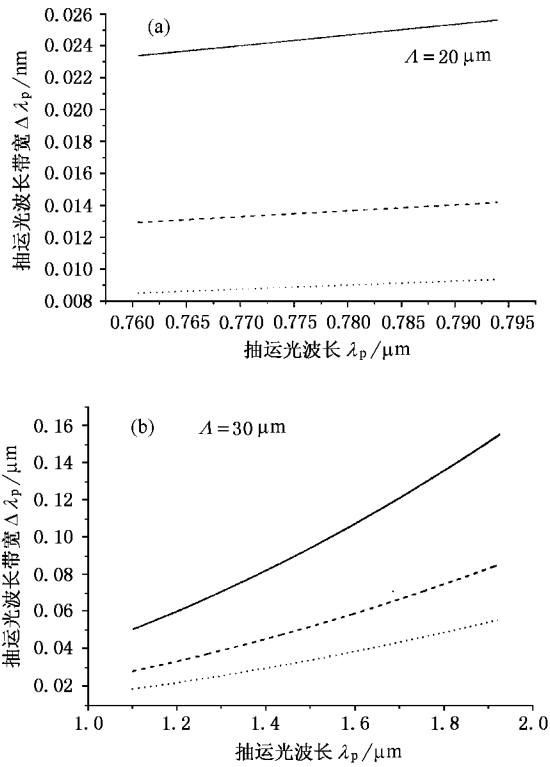


图 8 抽运光波长带宽 $\Delta\lambda_p$ 与抽运光波长 λ_p 的关系 图注同图 5

3.4. 晶体温度带宽 ΔT

(6)式等号两边对 T 求微分, 可得

$$\begin{aligned} \frac{\alpha(\Delta k)}{\partial T} &\approx \frac{\alpha(\Delta k)}{\delta T} = 2\pi \left(\frac{1}{\lambda_p} \frac{\partial n_p}{\partial T} - \frac{1}{\lambda_s} \frac{\partial n_s}{\partial T} - \frac{1}{\lambda_i} \frac{\partial n_i}{\partial T} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\Lambda^2} \frac{\partial \Lambda(T)}{\partial T} \right). \quad (25) \end{aligned}$$

又 $\frac{\partial \Lambda(T)}{\partial T} = \alpha \Lambda(T)$, 因此晶体温度 T 带宽

$$\Delta T = 2 |\delta T|$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2\sqrt{\left(\frac{X}{L}\right)^2 + \Gamma^2}}{\pi \left(\frac{1}{\lambda_p} \frac{\partial n_p}{\partial T} - \frac{1}{\lambda_s} \frac{\partial n_s}{\partial T} - \frac{1}{\lambda_i} \frac{\partial n_i}{\partial T} + \alpha \right)} \quad (26) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_j(\lambda_j, T)}{\partial T} &= \frac{1}{2n_j(\lambda_j, T)} \frac{\partial n_j^2(\lambda_j, T)}{\partial T}, \\ \frac{\partial n_j^2(\lambda_j, T)}{\partial T} &= \frac{\partial n_j^2(\lambda_j, T)}{\partial f} \frac{\partial f}{\partial T} \\ &= \left\{ b_1 + \frac{b_2[\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2] + 2b_3(a_2 + b_2 f)(a_3 + b_3 f)}{[\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2]} \right. \\ &\quad \left. + \frac{b_4}{\lambda^2 - a_5^2} \right\} (2T + 546.32), \quad (27) \end{aligned}$$

其中 $j = p, s, i$.

由(26)式可知:相互作用长度 L 越长,晶体温度带宽 ΔT 越小;抽运光强度 P_p 或光栅周期 Λ 越大,晶体温度带宽 ΔT 越大.考虑到铌酸锂晶体的热膨胀因素,抽运光波长 λ_p 分别为 $0.532\mu\text{m}$ 和 $1.064\mu\text{m}$,抽运功率为 1W ,对应于不同相互作用长度 L ,相对增益 G_R 与晶体温度 T 的关系如图 9 所示;晶体温度带宽 ΔT 与 T 的关系如图 10 所示.由图中可见, L 越长,晶体温度容差 ΔT 越小; T 越大,晶体温度容差 ΔT 越小.

由上述分析可知,抽运光波长 $\lambda_p = 1.064\mu\text{m}$ 较 $\lambda_p = 0.532\mu\text{m}$ 具有更大的极化反转光栅周期容差和温度容差,而且室温下铌酸锂晶体对波长较短的 $0.532\mu\text{m}$ 的抽运光波比对 $1.064\mu\text{m}$ 激光抽运具有更大的光致折射效应,因此大部分作者采用 $\lambda_p =$

$1.064\mu\text{m}$ 或 $\lambda_p = 1.047\mu\text{m}$ 作为光参量振荡的抽运源^[4-13].

4. 结 论

本文分析了周期性极化的铌酸锂晶体中光参量振荡的工作原理,在此基础上分析了波长调谐特性与极化反转光栅周期、抽运光波长、晶体温度等关系,由文中可得出调谐这三个参数均可以实现宽调谐范围的光波输出.经分析可知,对于需要具有较大的周期容差和温度调谐容差,而且波长调谐范围在近红外波段的光参量振荡器,采用 Nd:YAG 固体激光器输出的 $\lambda_p = 1.064\mu\text{m}$ 激光是理想的抽运光源.

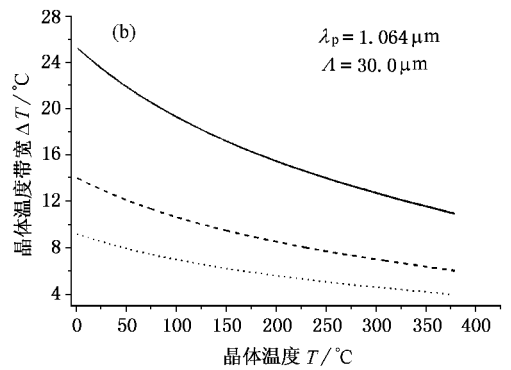
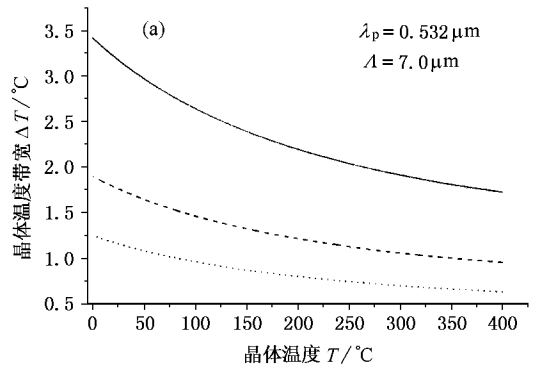
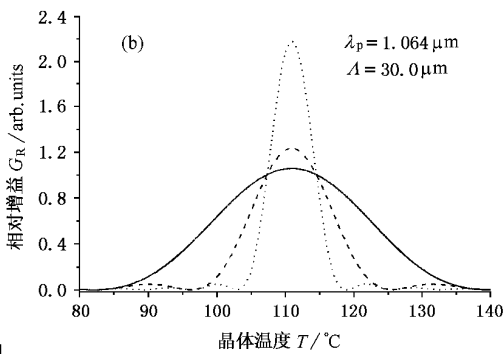
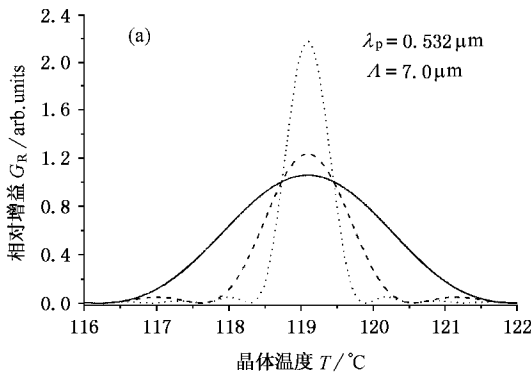


图 9 相对增益 G_R 与晶体温度 T 的关系 曲线说明同图 5

图 10 晶体温度带宽 ΔT 与 T 的关系 曲线说明同图 5



- [1] Xue T *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 565(in Chinese) 薛 挺等 2002 物理学报 **51** 565]
- [2] Xue T *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 91(in Chinese) 薛 挺等 2002 物理学报 **51** 91]
- [3] Xue T *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1521(in Chinese) 薛 挺等 2002 物理学报 **51** 1521]
- [4] Petrov K P *et al* 1997 *Appl. Phys. B* **64** 567
- [5] Myers L E *et al* 1995 *J. Opt. Soc. Am.* **12** 2102
- [6] Myers L E *et al* 1995 *Opt. Lett.* **20** 52
- [7] Ebrahimzadeh M *et al* 1999 *J. Opt. Soc. Am.* **16** 1499
- [8] Nakamura M *et al* 1999 *Jap. J. Appl. Phys. B* **15** L1175
- [9] Chi S *et al* 1999 *J. Opt. Soc. Am.* **16** 2233
- [10] Powers P E *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 159
- [11] Richman B A *et al* 2000 *J. Opt. Soc. Am.* **17** 1233
- [12] Myers L E *et al* 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1663
- [13] Nakamura M *et al* 1999 *Jap. J. Appl. Phys. A* **11** L1234
- [14] Lefort L *et al* 1998 *Opt. Commun.* **152** 55
- [15] Pruneri V *et al* 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 1029
- [16] Finsterbusch K *et al* 2000 *Appl. Phys. B* **70** 741
- [17] Schlup P *et al* 2000 *Opt. Commun.* **176** 267
- [18] Schlup P *et al* 1998 *Opt. Commun.* **154** 191
- [19] McEwan K J *et al* 2000 *Opt. Commun.* **182** 423
- [20] Baxter G W *et al* 1998 *Appl. Phys. B :Lasers and Opt.* **67** 753
- [21] Shen D Y *et al* 2000 *Electron. Lett.* **36** 1488
- [22] Hansson G *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 1783
- [23] Pfister O *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 1211
- [24] Jundi D H 1997 *Opt. Lett.* **22** 1553

Tunability and tolerance of optical parametric oscillator in periodically poled lithium niobate^{*}

Xue Ting Yu Jian Yang Tian-Xin Ni Wen-Jun Tan Li Li Shi-Chen

(College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering , Key Laboratory of Optoelectronics Information Technical Science , Ministry of Education of China , Tianjin University , Tianjin 300072 ,China)

(Received 23 September 2001 ; revised manuscript received 25 March 2002)

Abstract

Based on analyzing the operating principium of optical parametric oscillator(OPO) in periodically poled lithium niobate ,the tunability of the signal/idler wavelength on the periodically poled grating period ,the pump wavelength and the bulk temperature were given in this work .Furthermore ,the dependence of the gain of OPO on the grating period ,the crystal temperature ,and the pump wavelength were analyzed by solving the differential coefficient of the phase mismatched factor .Also the dependence of the gain of OPO on the tolerance of the bulk temperature ,the pump wavelength and the grating period was given .

Keywords : quasi-phase-matched , periodically poled LiNbO₃ , optical parametric oscillator

PACC : 4265 , 4265K

* Project supported by the Natural Science Foundation of Tianjin ,China(Grant No.99380071).