

文章编号: 0258-7025(2008)Supplement2-0188-04

晶体双折射性对光参量振荡器角调曲线的影响

陆益敏¹ 张 玮¹ 王科伟²

(¹ 安徽省红外与低温等离子体重点实验室, 安徽 合肥 230037; ² 总参陆航部驻西安地区军代室, 陕西 西安 710065)

摘要 针对负单轴晶体的第 I 类匹配方式, 利用微增量分析法研究了信号光波长增量与相位匹配角增量的量化关系, 即角调曲线, 讨论了信号光波长调谐范围。在相位匹配角微小变化的条件下得到角调近似曲线。通过构造表征晶体双折射性强弱的函数, 利用硒化镓和铌酸锂两种典型非线性光学晶体的对比, 讨论了双折射特性对光参量振荡器(OPO)角调曲线的影响。结果表明, 双折射性越强, 信号光波长变化对相位匹配角变化越敏感。

关键词 光参量振荡器; 双折射性; 第 I 类匹配方式; 角调曲线

中图分类号 O437.4 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL200835s2.0188

Effect of Birefringence Property of Crystal on Angle-Tunable Curve

Lu Yimin¹ Zhang Wei¹ Wang Kewei²

(¹ Key Laboratory of IR and Low Temperature Plasma of Anhui, Hefei, Anhui 230037, China
² Martial Deputy of Army Aviation Department in Region of Xi'an, Xi'an, Shaanxi 710065, China)

Abstract Using the type I matching mode of negative uniaxial crystal and with the microanalysis method, the angle-tunable curve that indicates the connection between wavelength increment of signal light and phase matching angle is studied. Under the condition of a little of phase-matching angle-variety, the proximate angle-tunable curve is gained. After constructing a function which is token of intensity of the birefringence property, principally, the relation between the birefringence property of crystal and wavelength-tunable sensitivity relative to increment of phase matching angle is discussed. The result shows that the angle-tunable curve is very sensitive when the birefringence property of crystal is stronger.

Key words optical parametric oscillator (OPO); birefringence property; the type I matching mode; angle-tunable curve

1 引 言

实际应用中, 对光参量振荡器(OPO)有这样一种需求: 有时需要信号光波长随相位匹配角的变化而剧烈变化, 即信号光波长对相位匹配角增量很敏感; 而有时则希望信号光波长变化缓和一些, 有利于精确控制。在抽运光确定的情况下, 如果要满足上述需求, 那么对光学晶体的选择就成了重要问题。光学晶体的双折射性如何影响 OPO 的角调曲线, 就是本文关注的问题。

2 OPO 角调曲线的推导

2.1 角度调谐曲线的近似求解

本文讨论负单轴晶体的第 I 类匹配方式, 即抽

运光为 e 光, 而信号光和闲频光则为 o 光, 则可实现三波波矢共轴。三波共轴给设计和计算带来很大方便, 但不是每一种晶体都能容易实现的, 它受到很多因素制约, 如晶体的双折射性和有效非线性系数^[1]。

由能量守恒和动量守恒条件分别获得频率条件和波矢条件:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad k_p = k_s + k_i, \quad (1)$$

式中 $\omega_p, \omega_s, \omega_i$ 分别为抽运光、信号光及闲频光的圆频率,

$$\omega_x = 2\pi c/\lambda_x, \quad k_x = 2\pi n_x/\lambda_x, \quad (2)$$

($x = p, s, i$)

λ_x 为抽运光、信号光及闲频光的波长, n_x 为晶体对三者的折射率, c 为真空中的光速。

基金项目: 安徽省重点实验室基金(2007A002002F)资助课题。

作者简介: 陆益敏(1981—), 男, 博士研究生, 主要从事太赫兹技术应用方面的研究。E-mail: luyimin_zy@tom.com

导师简介: 时家明(1966—), 男, 博士, 教授, 主要从事光学技术方面的研究。E-mail: shijiaming@163.com

同时,抽运光折射率^[2]

$$\frac{1}{n_p^2(\theta)} = \left(\frac{\cos\theta}{n_p^o}\right)^2 + \left(\frac{\sin\theta}{n_p^e}\right)^2, \quad (3)$$

式中 θ 为相位匹配角,即三波波矢与晶体光轴的夹角;抽运光的 o 光与 e 光折射率跟选择的光学晶体性质有关,是已知的,则由(1)式和(2)式,即可确定信号光和闲频光的频率(或波长)。为了方便,将波长换算成频率,则(1)式可写为

$$n_p\omega_p = n_s\omega_s + n_i\omega_i, \quad (4)$$

抽运光为 e 光,折射率 n_p 随 θ 变化;后两者为 o 光,折射率仅随频率(或波长)变化,可由色散关系 $n_x = n_x(\omega)$ ($x = s, i$) 确定。将(4)式改写为

$$n_{p0}\omega_p = n_{s0}\omega_{s0} + n_{i0}\omega_{i0}, \quad (5)$$

式中 n_{p0}, n_{s0} 及 n_{i0} 分别为抽运光、信号光和闲频光在初始状态时在晶体中的折射率, ω_{s0} 与 ω_{i0} 分别表示信号光和闲频光在初始状态时的频率。当相位匹配角从 θ_0 转动到 $\theta_0 + \Delta\theta$ 时,因抽运光是非常光,其折射率 n_{p0} 将改变,这就会导致(5)式中抽运光频率之外其他参量的改变

$$(n_{p0} + \Delta n_p)\omega_p = (n_{s0} + \Delta n_s)(\omega_{s0} + \Delta\omega_s) + (n_{i0} + \Delta n_i)(\omega_{i0} + \Delta\omega_i), \quad (6)$$

展开并忽略二阶小项 $\Delta n_s \Delta\omega_s$ 和 $\Delta n_i \Delta\omega_i$, 得

$$\Delta\omega_s = \frac{\omega_p \Delta n_p - \omega_{s0} \Delta n_s - \omega_{i0} \Delta n_i}{n_{s0} - n_{i0}}, \quad (7)$$

$\omega_p = \omega_s + \omega_i$ 是基本条件,不会改变,则

$$\Delta\omega_s + \Delta\omega_i = 0, \quad (8)$$

根据 $\Delta\theta$ 对抽运光折射率的影响,可以推导出 $\Delta\theta$ 对信号光频率改变量 $\Delta\omega_s$ 的间接影响。抽运光折射率仅依赖于角度的变化,有

$$\Delta n_p = \left. \frac{dn_p}{d\theta} \right|_{\theta_0} \Delta\theta, \quad (9)$$

根据(5)式可得

$$\frac{dn_p}{d\theta} = \frac{1}{2} n_p^3 \left[\frac{1}{(n_p^o)^2} - \frac{1}{(n_p^e)^2} \right] \sin(2\theta), \quad (10)$$

而

$$\Delta n_s = \left. \frac{dn_s}{d\omega_s} \right|_{\omega_{s0}} \Delta\omega_s, \quad \Delta n_i = \left. \frac{dn_i}{d\omega_i} \right|_{\omega_{i0}} \Delta\omega_i, \quad (11)$$

联立(9)式~(11)式,化简可得调谐曲线

$$\frac{\Delta\omega_s}{\Delta\theta} = \frac{M}{N}, \quad (12)$$

式中

$$M = \frac{1}{2} \omega_p n_p^3(\theta_0) [(n_p^o)^{-2} - (n_p^e)^{-2}] \sin(2\theta_0), \quad (13)$$

$$N = \left(n_{s0} + \omega_{s0} \left. \frac{dn_s}{d\omega_s} \right|_{\omega_{s0}} \right) - \left(n_{i0} + \omega_{i0} \left. \frac{dn_i}{d\omega_i} \right|_{\omega_{i0}} \right),$$

因为 $\Delta\omega_s = -\frac{2\pi c}{\lambda_{s0}^2} \Delta\lambda_s$, 则(12)式可改写为

$$\frac{\Delta\lambda_s}{\Delta\theta} = -\frac{\lambda_{s0}^2}{2\pi c} \frac{M}{N}, \quad (14)$$

该式即为近似的角调曲线,在角度微小变化的条件下有效。

2.2 信号光波长可调谐范围

OPO 的波长可调范围不是随意的,它受到晶体的双折射性的制约。联立(1)式和(3)式可得到抽运光折射率关于信号光频率的函数,可记为 $n_p(\theta) = g(\omega_s)$,

$$g(\omega_s) = \frac{\omega_s n_s(\omega_s) + (\omega_p - \omega_s) n_i(\omega_p - \omega_s)}{\omega_p}. \quad (15)$$

要使夹角 θ 有实数解,在负晶体中需有

$$n_p^e \leq n_p(\theta) \leq n_p^o, \quad \text{即 } n_p^e \leq g(\omega_s) \leq n_p^o, \quad (16)$$

(16)式可分别求解出波长的可调谐范围和相位匹配角的变化范围。(16)式表明,抽运光一定的条件下,晶体的双折射性越好,OPO 的可调谐范围越大;当晶体的双折射性弱到一定程度时,(16)式没有实数解,即第 I 类匹配方式不能实现波长调谐。针对负单轴晶体,如何利用第 II 类匹配方式实现光参量振荡是一个相对复杂的过程^[3~6],但它的结果对波长可调谐范围的确定没有本质的影响。

有一点要说明,(16)式所求解出来的仅仅是理论上的可调谐范围。在实验过程中,往往不需要、也没有能力将实际的调谐范围扩大到这一理论值,这就要根据实际情况(包括晶体的非线性系数、透过区、损伤阈值以及实际需求)选择适当的调谐范围,并以此确定匹配角的变化范围。

3 晶体双折射性对角调曲线的影响

一般而言,使用 OPO 角度调谐波长输出时,更关心信号光波长增量随相位匹配角增量的变化,而不是相位匹配角本身。因此不将相位匹配角作为自变量,而将它看作信号光频率的函数,即(5)式决定了(3)式,可记为 $n_p(\theta_0) = g(\omega_{s0})$,

$$g(\omega_{s0}) = \frac{\omega_{s0} n_s(\omega_{s0}) + (\omega_p - \omega_{s0}) n_i(\omega_p - \omega_{s0})}{\omega_p}, \quad (17)$$

联立(3)式得

$$\sin(2\theta_0) = -\frac{2}{\Delta g^2(\omega_{s0})(n_p^e)^2} \times \sqrt{g^2(\omega_{s0}) - (n_p^e)^2} \times \sqrt{(n_p^e)^2 - [1 + \Delta(n_p^e)^2]g^2(\omega_{s0})}, \quad (18)$$

式中 $\Delta = (n_p^o)^{-2} - (n_p^e)^{-2}$, 则(12)式的 M 可改写为

$$M' = -\frac{\omega_p g(\omega_{so})}{(n_p^e)^2} \sqrt{g^2(\omega_{so}) - (n_p^e)^2} \times \sqrt{(n_p^e)^2 - [1 + \Delta(n_p^e)^2]g^2(\omega_{so})}, \quad (19)$$

即近似的角调曲线变为

$$\frac{\Delta\lambda_s}{\Delta\theta} = -\frac{\lambda_{so}^2}{2\pi c} \frac{M'}{N}, \quad (20)$$

(20)式显示 OPO 角调曲线的曲率受到三个因素影响,即抽运光波长、晶体折射率以及所选取的信号光初始波长。当抽运光确定时,后两者将直接决定角调曲线曲率变化的快慢。

4 数值计算实例与分析

利用 LiNbO₃ 和 GaSe 这两种典型的非线性光学晶体进行实例计算和对比。依据文献[7]所给色散关系,得到两种晶体的折射率变化情况;为了更好地表现两者的双折射性,构造一个函数来表征晶体的双折射性

$$\Delta n_{o-e}(\lambda) = n_o(\lambda) - n_e(\lambda). \quad (21)$$

选择 1.4~1.8 μm 范围分析,两种晶体的 Δn_{o-e}与波长 λ 变化及其对比分别如图 1 所示,可见两种晶体的双折射性对比强烈,GaSe 的双折射性更强些。设抽运光波长为 1.06 μm,根据(20)式,计算出两种晶体角调曲线的斜率随初始波长变化的规律,如图 2 所示。

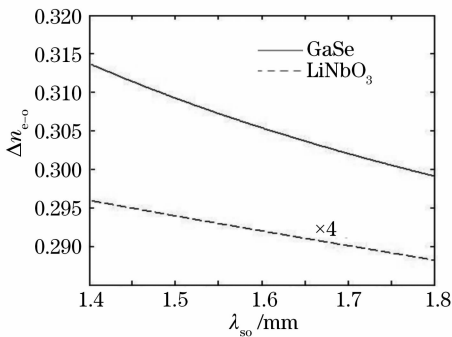


图 1 GaSe 与 LiNbO₃ 晶体的 Δn_{o-e}~λ 曲线
Fig. 1 Curve of Δn_{o-e}~λ of GaSe and LiNbO₃

由图 2 可见,在 1.4~1.8 μm 范围内,GaSe 晶体的角调曲线曲率 Δλ_s/Δθ 明显大于 LiNbO₃ 晶体,且随着信号光初始波长的增大,这种差距有增大的趋势。这一变化表明,OPO 使用 GaSe 为工作物质时,信号光的波长随着相位匹配角变化而剧烈变化,即信号光波长对相位匹配角增量很敏感;而与之相比,LiNbO₃ 作工作物质时,信号光波长变化则缓和得多。表 1 列出了两者在几个波长上的角调曲线曲率及其差值。

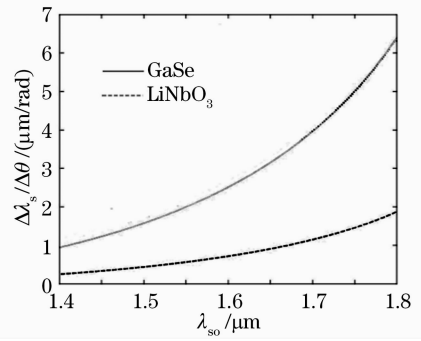


图 2 角调曲线的曲率变化规律

Fig. 2 Rule of the curvature of the angle-tunable curve

表 1 几个波长上的角调曲线曲率及其差值

Table 1 Curvature of the angle-tunable curve and its difference on several wavelength

Wavelength / μm	Curvature of		Difference of curvature
	GaSe	LiNbO ₃	
1.4	1.10	0.24	0.86
1.5	1.71	0.43	1.28
1.6	2.61	0.71	1.90
1.7	3.99	1.14	2.85
1.8	6.33	1.87	4.46

对于 GaSe 晶体,角调曲线曲率 Δλ_s/Δθ 随着所选取的信号光初始波长的增大而急剧增大。这为实现长波段、大范围调谐的 OPO 提供了可能。且硒化镓晶体的非线性系数较大,吸收系数小^[8],且双折射性在太赫兹波段范围表现仍然明显^[9],可实现太赫兹参量振荡器的正面输出,从而无需使用高折射率晶体即可避免太赫兹波在晶体中的全反射^[10]。

5 结 论

晶体的双折射性直接影响着 OPO 角调曲线。在同一抽运光条件下,双折射性越强,信号光的波长/频率的变化对相位匹配角变化也越敏感。通过两种晶体双折射性及其角调曲线曲率的对比,而非单个晶体本身性质的个例研究,所以这一规律也适用对于其他非线性光学晶体。信号光的波长/频率的变化剧烈时,可在相位匹配角微小变化的情况下,实现较大波段范围的调谐;但当双折射性强到一定程度时,信号光波长对相位匹配角变化过于敏感,不利于波长调谐的控制。有时需精确控制信号光波长,则希望这一变化缓和,那么选用双折射性弱的晶体会更妥当一些。

参 考 文 献

- research of continuous wave KTP optical parametric oscillator pumped by Ar⁺ laser[J]. *Laser & Infrared*, 2007, **37**(11): 1162
- 刘 强,丁春峰,邴丕彬 等. Ar⁺激光器泵浦的连续波 KTP 光学参量振荡器研究[J]. *激光与红外*, 2007, **37**(11): 1162
- 2 Lan Xinju. *Laser Technology*[M]. Beijing: Science Press, 2000. 230
- 蓝信钜. *激光技术*[M]. 北京: 科学出版社, 2000. 230
- 3 Siddique Muhammad, Zhang Wei, Li Zhuo *et al.*. Theoretical design of terahertz-wave parametric oscillator using LiNbO₃ crystal[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2006, **33**(3): 116~117
- 4 Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*[M]. New York: A Wiley-Interscience Publication, 1984. 73~76
- 5 Sun Han, Wang Tiejun, Zhang Hongzhi *et al.*. Optimization analysis of AgGaS₂ optical parametric oscillator at 3~5 microns [J]. *J. Jilin University (Science Edition)*, 2007, **45**(4): 624~628
- 孙 寒,王铁军,张洪志 等. 3~5 μm AgGaS₂ 光参量振荡器的优化分析[J]. *吉林大学学报(理学版)*, 2007, **45**(4): 624~628
- 6 Wang Zhuo, Yao Jianquan. Research on THz wave created by ZnGeP₂ crystal[J]. *Science Technology and Engineering*, 2007, **7**(13): 3101~3103
- 王 卓,姚建铨. ZnGeP₂ 晶体差频产生 THz 波的研究[J]. *科学技术与工程*, 2007, **7**(13): 3101~3103
- 7 Marvin J. Weber. *Handbook of Optical Materials* [M]. California: CRC Press LLC, 2003. 77, 80
- 8 Duan Yanmin, Zhu Haiyong, Zhang Ge *et al.*. Nonlinear optics crystal for generating THz based on frequency difference[J]. *Laser & Infrared*, 2007, **37**(12): 1244
- 段延敏,朱海永,张 戈 等. 基于差频产生太赫兹的中远红外非线性光学晶体[J]. *激光与红外*, 2007, **37**(11): 1244
- 9 Xu Jingzhou, Zhang Xicheng. *Science & Technology and Application of Terahertz* [M]. Beijing: Publishing House of Beijing University, 2007. 47~48
- 许景周,张希成. *太赫兹科学技术和应用*[M]. 北京: 北京大学出版社, 2007. 47~48
- 10 Adrian Dobroiu, Chiko Otani, Kodo Kawase. Terahertz-wave sources and imaging applications[J]. *Measurement Science and Technology*, 2006, **17**: 164~166