

增益饱和对光学差频产生太赫兹辐射的 功率和稳定性的影响*

黄楠^{1)B)} 李雪峰²⁾ 刘红军^{1)†} 夏彩鹏^{1)B)}

1) 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

2) 西安邮电学院应用数理系, 西安 710121)

3) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2009 年 1 月 16 日收到, 2009 年 4 月 9 日收到修改稿)

数值模拟并分析了以 GaSe 晶体为例对光学差频产生太赫兹(THz)波的特性. 结果表明: 当 THz 波长为 227.5 μm , 晶体长度为 26.3 mm 时, 产生 THz 波功率达到增益饱和, 在增益饱和点输出最高峰值功率可以达到 945 W. 由于晶体吸收的影响, THz 波的增益饱和区是输出功率的非稳定区, 而 THz 波的输出稳定区位于增益饱和区之后, 在稳定区的 THz 波稳定性取决于抽运光的稳定性. 当 THz 波波长为 227.5 μm 时, 达到稳定区所需晶体长度为 37.9 mm, 此时 THz 波输出峰值功率可以达到 735 W.

关键词: 光学差频, 太赫兹辐射, 稳定性

PACC: 4265K, 4265M, 9580G

1. 引言

太赫兹(THz)辐射即 THz 波, 通常指的是频率在 0.1—10 THz 之间(对应波长 3000—30 μm)的电磁波, 其波段在微波和红外之间, 有着广阔的应用前景. 近年来国内外关于 THz 波已有大量的理论和实验报道, 许多国家都大力开展 THz 波相关的技术及其应用研究, 目前 THz 波技术应用的一个关键是发展高功率(高能量)、高效率、在室温下稳定运转的小型化 THz 辐射源. 基于光学差频技术的光学 THz 辐射源技术可实现高功率、室温下运转、结构紧凑及易于操作的全固态 THz 辐射源, 将成为产生 THz 波的重要手段之一^[1-5].

目前, 关于光学差频产生 THz 波的理论分析和实验都着重研究不同晶体的 THz 波产生特性和频谱拓宽. Shi 等已进行了基于 GaSe^[6,7], ZnGeP₂^[8,9] 和 GaS^[10] 晶体的光学差频产生 THz 波实验研究, 并在 47 mm 长的 GaSe 晶体中产生了波长为 203 μm 、峰值功率为 389 W 的 THz 波辐射^[11]. 孙博等^[12] 分析了 III—V 族和 II—IV 族光学各向同性的半导体非线性

晶体中差频产生可调谐 THz 波的可行性. 刘欢等^[13] 计算对比了 GaSe 和 ZnGeP₂ 晶体对应输出不同 THz 波长的最佳相位匹配方式, 均取得一定的进展. 但是上述理论与实验研究都着重在 THz 波产生上, 很少有对输出 THz 波功率极值和稳定性关注. 本文以 GaSe 晶体为例采用 4 阶 Runge-Kutta 算法得到了考虑吸收时光学差频产生 THz 波的三波耦合方程的数值解, 并以此计算结果分析了高功率 THz 波的产生条件并对其稳定性进行了深入讨论, 得到了高稳定、高功率 THz 波产生的基本条件. 这对目前 THz 波的产生技术具有实际意义.

2. 实验方案与理论模型

参考 Shi 等^[6-11] 的报道, 设计的整个实验装置如图 1 所示. 抽运光采用种子注入式单纵模调 Q Nd:YAG 倍频激光器输出的脉冲激光(波长为 1064 nm, 脉冲宽度为 10 ns, 最大输出能量为 1.5 J, 重复率为 10 Hz), 由其倍频光(波长为 532 nm)抽运一台光参量振荡器(OPO)输出的脉冲激光(波长为 1060—1090 nm, 脉冲宽度为 5 ns, 输出能量为 3—

* 国家自然科学基金(批准号 60678013)资助的课题

† 通讯联系人. E-mail: liuhongjun@opt.ac.cn

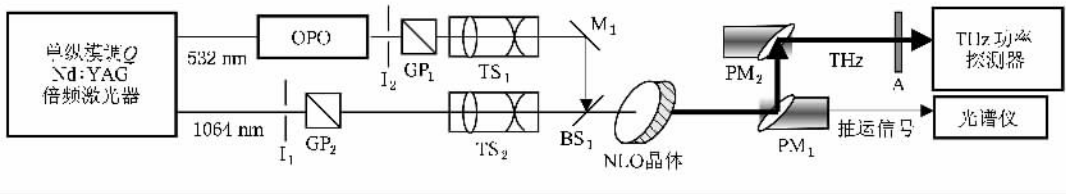


图1 基于非线性光学晶体的 THz 波差频产生的实验系统方案 I_1, I_2 为光阑; M_1 为全反射镜; BS_1 为 50/50 分光镜; PM_1, PM_2 为镀金抛物面镜; A 为滤光片

5 mJ, 重复率为 10 Hz) 作为注入信号光. 用格兰棱镜 GP_1 和 GP_2 控制抽运光与信号光的偏振, 用缩束系统 TS_1 和 TS_2 将两光束缩束和准直. 考虑到 GaSe 晶体对 1064 nm 的吸收系数达到 0.45 cm^{-1} [14], 将抽运光与信号光用一块半透半反镜以共线的方式注入晶体以提高耦合效率. 所产生的 THz 波经镀金抛物面镜反射到 THz 波功率探测器, 获得产生 THz 波的功率, 信号光与抽运光透过抛物面镜中心小孔进入光谱仪获得信号光的频谱.

光学差频过程属于典型的三波耦合非线性过程. 当入射光波的频率为 ω_{pump} 和 ω_{signal} 时, 由于二阶非线性作用, 将产生频率为 ω_{THz} ($\omega_{\text{THz}} = \omega_{\text{pump}} - \omega_{\text{signal}}$) 的非线性极化强度, 进而由这个非线性极化强度产生频率为 ω_{THz} 的光场. 参量光为纳秒脉冲. 不考虑时间走离效应, 文献 [15] 中普适的方程组建立差频产生 THz 波考虑吸收损耗时的三波耦合方程

$$\frac{dA_s}{dl} = -\frac{1}{2}\alpha_s A_s - igA_T^* A_p e^{-i(\Delta k)l}, \quad (1)$$

$$\frac{dA_T^*}{dl} = -\frac{1}{2}\alpha_T A_T^* + igA_s A_p e^{i(\Delta k)l}, \quad (2)$$

$$\frac{dA_p}{dl} = -\frac{1}{2}\alpha_p A_p - igA_s A_T e^{i(\Delta k)l}, \quad (3)$$

$$A_i = \sqrt{\frac{n_i}{\omega_i}} E_i \quad (i = s, T, p),$$

$$g = d_{\text{eff}} \sqrt{\left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right) \frac{\omega_s \omega_T \omega_p}{n_s n_T n_p}}. \quad (4)$$

这里 α_s, α_T 和 α_p 分别为信号光、THz 波和抽运光的吸收系数. $\Delta k = |k_T + k_s - k_p|$ 是相位失配量, 当 $\Delta k = 0$ 时称为相位匹配, 此时的差频转换效率最大; $\Delta k \neq 0$ 时称为相位失配, 此时的差频过程还能发生, 但差频转换效率很快下降. d_{eff} 为有效非线性光学耦合系数. 由文献 [11] 可知, 使用 GaSe 晶体能获得较高 THz 波输出功率, 因此本文以 GaSe 晶体为例, 并采用文献 [11] 中获得最高功率输出的相位匹配方式 $o = e + e$ 利用 (1)–(4) 式进行数值计算分析. GaSe

晶体具有 THz 波段的吸收系数较低、非线性耦合系数较高 ($d_{22} = 54 \text{ pm/V}$) [14] 的特点, 属于 $\bar{6}2m$ 点群结构、负单轴晶体, 在 $o = e + e$ 相位匹配方式下其有效非线性光学耦合系数 $d_{\text{eff}} = d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi$. 计算取 $\varphi = 0^\circ, \pm 60^\circ, \pm 120^\circ, 180^\circ$ (即 $|\cos 3\varphi| = 1$) 时, d_{eff} 取得最大值. 利用 GaSe 晶体 Sellmeier 方程得到的抽运光、信号光与 THz 波 (信号光波长与 THz 波长的关系如图 2 所示) 沿晶轴方向的折射率, 计算完全相位匹

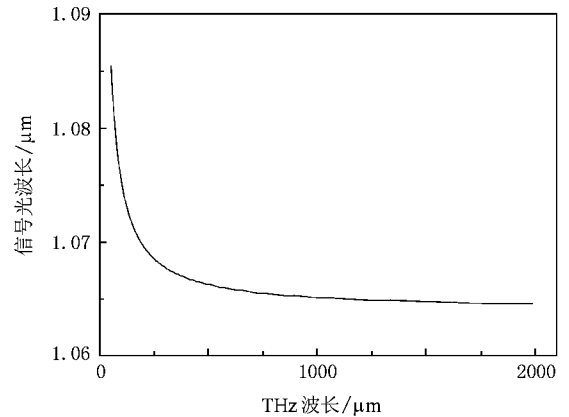


图2 输出的 THz 波波长随注入信号光波长的变化关系

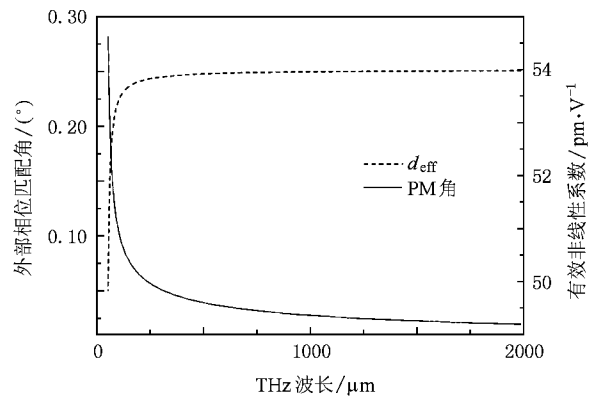


图3 在 $o = e + e$ 匹配方式下有效非线性光学耦合系数和相位匹配角随 THz 波波长的变化关系

配时 $\omega = \omega_e + \omega_s$ 匹配方式下的相位匹配角和 d_{eff} 结果如图 3 所示.

文献 [16] 中传统的光参量放大 (OPA) 的结果: 三波耦合方程只有数值解而没有准确的解析解, 因此数值解较其小信号近似下的解析解更准确. 由计算所得相位匹配角可以计算两 e 光在 GaSe 晶体中的折射率, 结合三波在 GaSe 晶体中的吸收系数 [17] 和有效非线性光学耦合系数, 可以用 4 阶 Runge-Kutta 算法求解 (1)–(4) 式在完全相位匹配时的数值解.

3. THz 波产生的数值计算分析

依据传统的 OPA 中的增益饱和理论 [18], 考虑在 GaSe 晶体中的光学差频产生 THz 波. 当抽运光强由损伤阈值限定时, 注入信号光强的选择决定 THz 波达到增益饱和点所需晶体长度 (信号光越强所需晶体就越短) 和饱和点输出的功率. 选定了信号光强, 得到的 THz 波增益饱和点就是预期能达到的最高输出功率, 同时确定具有最佳稳定性的区域.

考虑 GaSe 晶体的光致损伤阈值为 30 MW/cm^2 ($1.064 \mu\text{m}$, 10 ns) [14] 又兼顾输出功率和光束质量的要求, 计算时均选择准直后光束直径 $\Phi = 2 \text{ mm}$, 设定安全的注入抽运光功率密度 $I_p = 20 \text{ MW/cm}^2$. 本文的光学差频过程相当于 OPA 中大信号放大的情况, 由于信号光与抽运光波长相近, 因此选择注入功率密度不大于 10 MW/cm^2 , 准直后光束直径与抽运光相同. 目前所知 GaSe 单晶生长已经能达到长度为 100 mm , 直径为 20 mm [19], 足够允许走离长度内参量放大使用.

在注入信号光强从 0 — 10 MW/cm^2 连续变化时, 将抽运光强 20 MW/cm^2 和产生 THz 波波长 100 , 200 , $300 \mu\text{m}$ 分别代入 (1)–(4) 式解数值解, 得到达到饱和点 (仅是 THz 波的饱和点, 后面将作出解释) 的强度变化曲线如图 4 所示. 由图 4 可见, 为获得最高的输出注入信号光强应设定为 10 MW/cm^2 . 此时将设定的抽运光强和信号光强代入 (1)–(4) 式, 解数值解得到饱和点产生 THz 功率随 THz 波波长的变化曲线如图 5 所示. 由图 5 可见, 靠近 $40 \mu\text{m}$ 时输出功率非常低, 随波长增大输出功率快速增大, 在 $227.5 \mu\text{m}$ 处最高输出功率峰值达到 945 W . 此时功率转换效率约为 0.1% , 晶体长度为 26.3 mm . 以 $227.5 \mu\text{m}$ 为中心有近 $120 \mu\text{m}$ 带宽 (180 — $300 \mu\text{m}$) 的 THz 波输出

强度变化小于 10% 的高功率输出波段, 这一波段适合产生高功率宽带调谐 THz 波. 当波长大于 $300 \mu\text{m}$ 时输出功率快速下降, 但在 100 — $1600 \mu\text{m}$ 范围内 THz 波输出功率均在百毫瓦以上. 此数值计算结果除了输出功率数值上的差异 (选取光束直径不同) 和 Shi 等的实验结果相近.

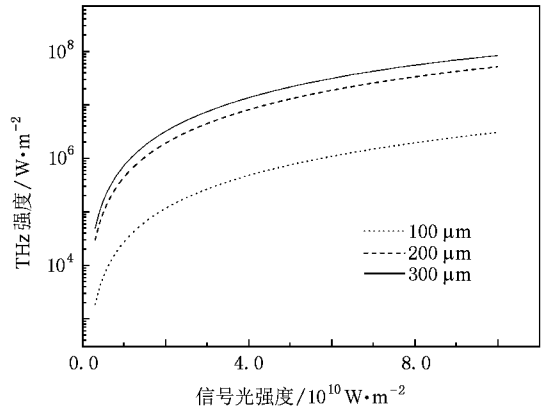


图 4 当产生 THz 波波长分别为 100 , 200 , $300 \mu\text{m}$ 时输出功率密度随注入信号光强的变化关系. 注入抽运光强为 20 MW/cm^2 .

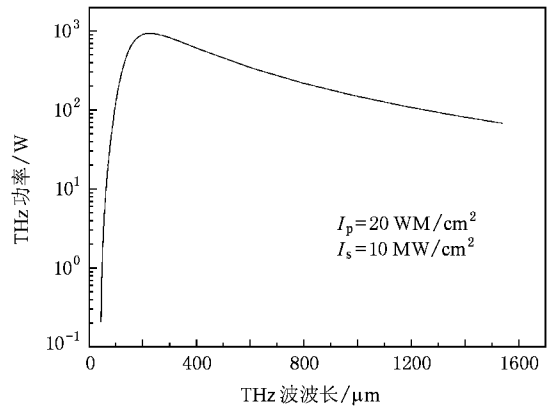


图 5 THz 波的输出功率峰值随 THz 波波长的变化关系. 注入抽运光强为 20 MW/cm^2 , 信号光强为 10 MW/cm^2 .

将峰值波长 $227.5 \mu\text{m}$, 对比波长 $150 \mu\text{m}$ 和设定抽运光与信号光强代入 (1)–(4) 式得到数值解如图 6 所示. 对比文献 [13] 中传统的 OPA 数值解: 在晶体对参与耦合的三光束吸收损耗可以忽略的情况下, 饱和点应当在抽运光耗尽处. 在饱和点以后, 差频的逆过程——和频将产生, 导致信号光和 THz 波的能量又重新耦合回抽运光. GaSe 晶体在近红外和太赫兹波段都有相当的吸收, 在 $40 \mu\text{m}$ 的吸收峰达到 300 cm^{-1} [17]. 由图 6 可见晶体吸收对三光束在晶体中能量耦合特性的作用: 吸收损耗随晶体长度增加

而增加,当靠近耗尽点吸收损耗强于增益时 THz 波强度曲线开始下降,在抽运光耗尽点前形成了各自的饱和点即增益与吸收的平衡点.随晶体长度继续增加,抽运光处于耗尽状态,差频过程开始逆转,和频过程随之产生并增强,THz 波和信号光的能量相应减弱直到耗尽.对比图 6 中所示 150 和 227.5 μm 传输特性,发现随着产生 THz 波波长的增加 GaSe 晶体的吸收系数减小,抽运光耗尽点所需晶体长度更短,饱和点距耗尽点更近,耦合效率更高.该饱和点既非抽运光耗尽点,也非信号光饱和点,又不同于传统的增益饱和稳定点,此时的抽运光和信号光强的起伏对 THz 波输出稳定的影响不可忽略.

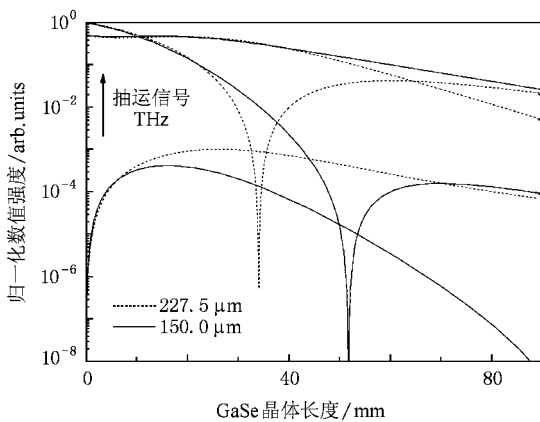


图 6 差频过程三波功率归一化强度随晶体长度的变化关系
注入抽运光强为 20 MW/cm^2 、信号光强为 10 MW/cm^2 ,产生 THz 波波长分别为 150 和 $227.5 \mu\text{m}$

下面将对产生 THz 波波长为 $227.5 \mu\text{m}$ 时的输出稳定性进行分析讨论,并寻找产生高稳定性高功率 THz 波的条件.

首先,计算抽运光稳定性对 THz 波输出的影响.为此,从 0—10% 逐渐减少注入抽运光强,注入信号光稳定在 10 MW/cm^2 (THz 波波长为 $227.5 \mu\text{m}$),得到如图 7 所示产生 THz 波强度随晶体长度的变化曲线.由图 7 可见,抽运光越强达到饱和点所需的晶体长度越短,在抽运光强变化 10% 范围内,达到 THz 波饱和点所需晶体长度的变化范围为 0.2 mm ,THz 波输出强度变化幅度达到 11%,因此增益饱和点所形成的区域是 THz 波输出的非稳定区.由图 7 还可以看出,在相同条件下要想获得稳定输出只有采用较长或是更短的晶体,但输出功率随之下降,如果抽运光源的光强起伏为 5%,THz 波输出强度变化也在 5% 左右.其次,计算注入信号光稳定性对 THz 波输出的影响.为此从 0—10% 逐渐减少注入信号光强,

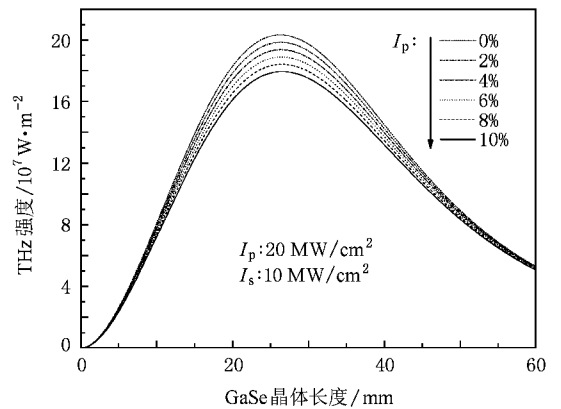


图 7 THz 波输出稳定性与注入抽运光强的变化关系 抽运光强为 20 MW/cm^2 ,信号光强为 10 MW/cm^2 ,产生 THz 波波长为 $227.5 \mu\text{m}$

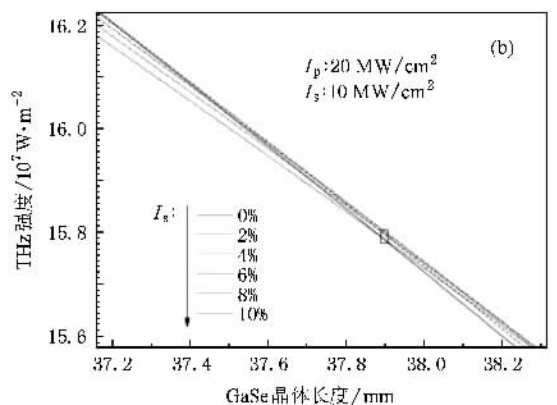
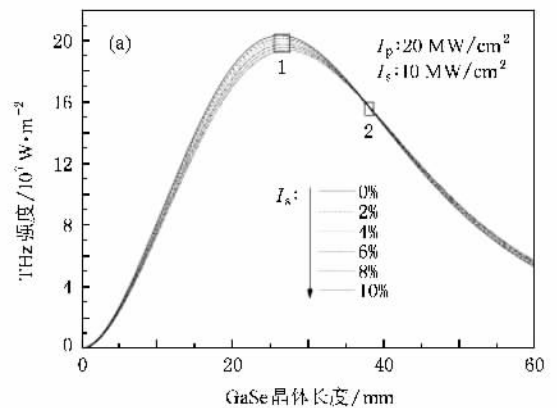


图 8 THz 波输出稳定性与注入信号光强的变化关系 抽运光强为 20 MW/cm^2 ,信号光强为 10 MW/cm^2 ,产生 THz 波波长为 $227.5 \mu\text{m}$.(b)为(a)中方框部分的放大

注入抽运光强稳定在 20 MW/cm^2 (THz 波波长为 $227.5 \mu\text{m}$),得到如图 8 所示产生 THz 波强度随晶体长度的变化曲线.同样,在信号光越强时达到 THz 波饱和点所需晶体长度越短,在信号光强变化 10%

时达到 THz 饱和点所需晶体长度变化了 1 mm. 图 8 中所有曲线都会聚于晶体长度 37.9 mm 处, 此时的输出 THz 波的强度起伏约为 0.1%, 而在 THz 波增益饱和区域 THz 波强度起伏达到了 4%. 图 9 为计算注入抽运光强和信号光强同时减少 5% 或 10% 时输出 THz 波强度的变化曲线. 当注入抽运光强与信号光强同时变化 5% 时, THz 波输出强度变化约为 8%, 同时变化 10% 时, THz 波输出强度变化约为 16%, 呈线性增强.

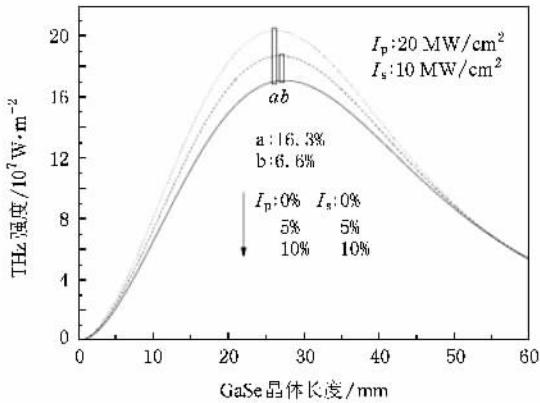


图 9 THz 波输出稳定性与注入信号光强及抽运光强的变化关系 抽运光强为 20 MW/cm², 信号光强为 10 MW/cm², 产生 THz 波波长为 227.5 μm

以上计算结果进一步表明波长为 227.5 μm 的高功率输出条件下, 产生 THz 波的增益饱和区域并非传统 OPA 中的增益饱和稳定区, 在晶体吸收的调制下该饱和区域只是产生高功率 THz 波的非稳定区(如图 8(a) 中的区域 1). 综合抽运光与信号光强起伏引起的输出 THz 波强度变化, 当晶体长度约为 37.9 mm 时, THz 波输出处在稳定区(如图 8(a) 中区域 2). 在稳定区, 输出 THz 波强度对信号光强的起伏不敏感, 而抽运光强在 10% 范围内的变化带来的 THz 波输出强度变化幅度下降至 0.97%. 此时, 产生 THz 波的稳定性主要取决于抽运光的稳定性, 输出功率依然可以达到 735 W. 在选定合适的抽运光强

和信号光强后, 选择合适的晶体长度使差频过程运行在如图 8 所示的稳定区, 可以产生稳定的高功率 THz 波输出. 这是获得高稳定、高功率 THz 波源的基本条件.

由上述结果可知, 对于 GaSe 晶体一旦选定了注入抽运光强为 20 MW/cm² 和信号光强为 10 MW/cm², 那么晶体长度选择决定了 THz 波输出的条件, 晶体长度为 26.3—37.9 mm 范围内, THz 波的输出稳定性随晶体长度增加而增加, 输出功率却逐渐下降. THz 波的输出稳定区在抽运光耗尽后即晶体长度为 37.9 mm 左右, 而非稳定区在 THz 波的增益饱和区. 因此根据实际需求在高功率和高稳定性之间综合考虑, 选择适合的晶体长度即可实现高稳定、高功率 THz 波输出.

4. 结 论

从经典的三波混频理论出发, 在基于 GaSe 晶体中光学差频产生 THz 波实验方案基础上, 以 4 阶 Runge-Kutta 算法求解完全相位匹配时考虑吸收损耗的三波耦合方程的数值解. 本文的结果表明, 由于晶体的吸收影响, 在利用光学差频技术产生高功率 THz 波输出的增益饱和区域是一个 THz 波输出的非稳定区, 而稳定区则位于增益饱和区之后. 对于 GaSe 晶体, 在注入抽运光强为 20 MW/cm² 和信号光强为 10 MW/cm² 时, 产生 THz 波的极值点在 227.5 μm 处, 输出峰值功率可以达到 945 W. 由于晶体吸收使 THz 波的输出增益饱和区成为非稳定区, 而稳定区处于抽运光耗尽点之后, 即晶体长度约为 37.9 mm, 此时 THz 波输出功率仍然可以达到 735 W, 而其稳定性却得到很大改善, 且稳定主要取决于注入抽运光的稳定性. 因此, 选择 26.3—37.9 mm 之间合适的 GaSe 晶体长度, 完全可以利用光学差频技术产生高稳定、高功率的 THz 波输出.

[1] Hu B B, Nuss M C 1995 *Opt. Lett.* **20** 1716

[2] Johnson J L, Dorney T D, Mittleman D M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 835

[3] Schall M, Jepsen P U 2000 *Opt. Lett.* **25** 13

[4] Shi W, Ding Y J 2005 *Opt. Lett.* **30** 1861

[5] Chen Q, Jiang Z, Xu G X, Zhang X C 2000 *Opt. Lett.* **25** 1122

[6] Shi W, Ding Y J, Fernelius N, Vodopyanov K L 2002 *Opt. Lett.* **27** 1454

[7] Shi W, Ding Y J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1635

[8] Shi W, Ding Y J 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 848

- [9] Shi W ,Ding Y J ,Schunemann P G 2004 *Opt. Commun.* **233** 183
- [10] Shi W ,Ding Y J 2005 *Opt. Lett.* **30** 1030
- [11] Ding Y J ,Shi W 2006 *Laser Phys.* **16** 562
- [12] Sun B ,Yao J Q ,Wang Z ,Wang P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1390 (in Chinese)[孙博、姚建铨、王卓、王鹏 2007 物理学报 **56** 1390]
- [13] Liu H ,Xu D G ,Yao J Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5662 (in Chinese)[刘欢、徐德刚、姚建铨 2008 物理学报 **57** 5662]
- [14] Dmitriev V G ,Gurzadyan G G ,Nikogosyan D N 1999 *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (New York :Springer) p166
- [15] Yariv A 1988 *Quantum Electronics* (New York :Wiley) p399
- [16] Zhang S K ,Fujita M ,Yamanaka M ,Nakatsuka M ,Izawa Y ,Yamanaka C 2000 *Opt. Commun.* **184** 451
- [17] Fischer C ,Sigrist M W 2003 *Mid-IR Difference Frequency Generation* (Berlin ,Heidelberg :Springer-Verlag) p97
- [18] Liu H J ,Chen G F ,Zhao W ,Wang Y S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 105 (in Chinese)[刘红军、陈国夫、赵卫、王屹山 2004 物理学报 **53** 105]
- [19] Kolesnikov N N ,Borisenko E B ,Borisenko D N ,Gartman V K 2007 *J. Cryst. Growth* **300** 294

Effects of gain saturation in terahertz radiation based on difference frequency generation *

Huang Nan^{1 B)} Li Xue-Feng²⁾ Liu Hong-Jun^{1)†} Xia Cai-Peng^{1 B)}

1 *State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics ,Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics , Chinese Academy of Sciences ,Xi'an 710119 ,China)*

2 *Department of Applied Mathematics and Physics ,Xi'an Institute of Post and Telecom ,Xi'an 710121 ,China)*

3 *Graduate School of Chinese Academy of Sciences ,Beijing 100049 ,China)*

(Received 16 January 2009 ; revised manuscript received 9 April 2009)

Abstract

Numerical studies of terahertz (THz) radiation based on difference frequency generation in GaSe crystal are reported . When the gain saturation is achieved at a wavelength of 227.5 μm ,which corresponds to a crystal length of 26.3 mm ,the peak output power for THz radiation reaches 945 W . As a result of crystal absorption ,the gain saturation region of THz radiation is the unstable output region ,which is in front of the stable output region ; and the stability of THz radiation is determined by the stability of pump . The peak output power for THz radiation reaches 735 W at the wavelength of 227.5 μm and at the corresponding crystal length of 37.9 mm in stable region .

Keywords : optical difference frequency generation , terahertz radiation , stability

PACC : 4265K , 4265M , 9580G

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60678013) .

† Corresponding author . E-mail : liuhongjun@opt.ac.cn