

## 热透镜效应对半整块腔型中二次谐波过程的影响\*

张晓莉<sup>1)</sup> 王庆伟<sup>1)</sup> 姚文秀<sup>1)</sup> 史少平<sup>1)</sup> 郑立昂<sup>1)</sup> 田龙<sup>1)2)†</sup>  
 王雅君<sup>1)2)</sup> 陈力荣<sup>1)2)</sup> 李卫<sup>1)2)</sup> 郑耀辉<sup>1)2)</sup>

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2022 年 3 月 29 日收到; 2022 年 5 月 19 日收到修改稿)

二次谐波过程是制备高功率、宽波长范围激光的有效途径. 在二次谐波过程中, 晶体的热透镜效应是限制转换效率进一步提高的重要因素, 热透镜效应对二次谐波转换效率的影响随着基频光功率的增大而加剧. 本文理论分析了不同半整块腔型中热透镜效应对转换效率的影响关系; 实验上搭建了一种腔型进行高效外腔倍频制备 532 nm 激光, 测量其倍频转换效率随基频光功率的变化关系. 对于平凹型半整块腔, 在输入光功率为 800 mW 时, 产生 747 mW 的 532 nm 激光输出, 得到最佳的转换效率为  $93.4\% \pm 3\%$ ; 对于双凹型半整块腔, 在输入光功率为 600 mW 时, 产生 529 mW 的 532 nm 激光输出, 得到的最佳转换效率为  $88.2\% \pm 3\%$ . 研究表明, 热透镜效应对双凹型半整块腔的转换效率影响相对较大, 且随着腔内损耗的增加而加剧; 相比于双凹型半整块腔, 平凹型结构可以实现更高效的倍频转换. 本文的理论及实验结果可在量子信息科学、光学频率计量以及生物医学等领域的研究中发挥重要作用.

**关键词:** 倍频腔, 热透镜效应, 二次谐波, 转换效率

**PACS:** 42.50.-p, 42.65.-k, 42.65.Ky

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220575

## 1 引言

自 1961 年 Franken 首次观测到二次谐波过程 (second harmonic generation, SHG)<sup>[1]</sup> 以来, 基于不同结构腔型的倍频技术促进了非线性光学在各种领域应用中的快速发展, 如微观共振成像<sup>[2,3]</sup>、医学<sup>[4]</sup>、光电子<sup>[5]</sup>、新光源<sup>[6]</sup>、高分辨率光谱学<sup>[7]</sup> 和非线性光学全息<sup>[8]</sup> 等. 此外, 在量子信息科学及精密测量领域中, 通过 SHG 制备参量下转换过程所需的泵浦光, 进而实现连续变量压缩态光场<sup>[9–12]</sup>、纠缠态光场<sup>[13–17]</sup> 以及离散变量纠缠态光场<sup>[18,19]</sup> 等非经典光场的制备, 为量子通信、量子网络构建

及量子增强地基引力波探测提供实验支撑.

在 SHG 中, 具有相同能量的两个光子被组合成具有两倍能量的单个光子, 在此过程中激光可实现从近红外到可见光谱范围的变换. 二次谐波的产生是非线性相互作用过程, 会伴随着基波和谐波的吸收<sup>[20–24]</sup>. 这使得一部分波的能量会以热量的形式沉积, 并沿晶体径向形成温度梯度, 从而在非线性和晶体中形成热透镜<sup>[25,26]</sup>. 热透镜效应会使倍频腔的空间模式发生变形, 导致基波与倍频腔的模式失配. 因此, 如果热透镜效应使模式匹配条件变差, 则整体倍频转换效率将降低. 此外, 随着谐波波长的降低, 周期极化磷酸氧钛钾 (periodically poled potassium titanyl phosphate, PPKTP) 晶体的吸

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2020YFC2200402)、国家自然科学基金 (批准号: 62027821, 11874250, 62035015, 12174234)、山西省重点研发计划 (批准号: 201903D111001, 202102150101003) 和山西省三晋学者特聘教授项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tianlong@sxu.edu.cn

收系数将变得很高<sup>[27]</sup>, 这将导致更严重的热效应, 并进一步降低光学腔的输出质量. 因此, 为了实现更高效的倍频转换, 必须采取措施以减小热透镜效应的影响.

对于 1  $\mu\text{m}$  以下波段的倍频过程, 2005 年, Le Targat 等<sup>[28]</sup> 基于四镜环形腔在 922 nm 倍频产生 461 nm 过程中, 通过增加 PPKTP 晶体的长度, 选择更松散的聚焦参数, 在不降低转换效率的情况下缓解了热透镜效应, 获得了 234 mW 的 461 nm 激光输出, 转换效率为 75%; 2014 年, 山西大学团队<sup>[29]</sup> 研究了基于半整块腔的 795 nm 高效外腔倍频过程, 通过增大倍频晶体凸面处的曲率半径来加大晶体内的腰斑, 进一步放宽聚焦条件, 以减轻热透镜效应的影响. 在输入 115 mW 的 795 nm 激光时, 获得了 47 mW 的 397.5 nm 激光输出, 转换效率为 41%; 2019 年, 山西大学团队在基于四镜环形腔利用 852 nm 高效外腔倍频产生 426 nm 蓝光过程中, 通过优化晶体的位置, 调整等效热透镜的中心位置与腔束腰位置重合, 大幅降低了由蓝光诱导红外吸收导致的热透镜效应引起的模式失配<sup>[30]</sup>; 在输入 515 mW 的 852 nm 激光时获得了 428 mW 的 426 nm 激光输出, 转换效率为 83.1%<sup>[31]</sup>. 然而对于 1  $\mu\text{m}$  以上波段, 虽然受热透镜效应的影响不及短波长激光, 但热透镜效应的存在仍是制约其倍频效率无法进一步提高的重要因素. 2010 年, Meier 等<sup>[32]</sup> 通过 SHG 制备高达 134 W 的 532 nm 激光, 倍频转换效率为 90%; 2017 年, 山西大学团队<sup>[33]</sup> 在 1018 nm 高效倍频产生 509 nm 激光过程中, 通过选择合适的束腰半径 (37  $\mu\text{m}$ ) 和聚焦参数 (0.48), 有效抑制了由绿光诱导红外吸收引起的热透镜效应. 在输入功率为 1.58 W 的情况下, 获得了最大功率为 1.13 W 的 509 nm 连续激光输出, 相应的转换效率为 71.5%<sup>[33]</sup>. 2018 年, 中国科学技术大学团队<sup>[34]</sup> 在 1342 nm 高效倍频产生 671 nm 激光过程中, 通过选择较短长度的 PPKTP 晶体 (10 mm)、大的束腰半径 (65  $\mu\text{m}$ ) 以及较小的聚焦参数 (0.28) 来减小热透镜的影响, 获得了良好的模式匹配和阻抗匹配, 转换效率高达  $93.8\% \pm 0.8\%$ .

半整块倍频腔由一块 PPKTP 晶体和一片独立的平凹输入耦合镜组成. 根据腔内晶体结构的不同可分为两种: 一种的晶体两端面为相互平行的平面, 记为“平凹型半整块腔”; 另一种的晶体一端为平面、另一端为球型凸面, 记为“双凹型半整块腔”.

由于半整块倍频腔具有较低的内腔损耗、更好的机械稳定性和更紧凑的结构, 在制备连续变量非经典光场方面有着显著的优势和应用前景. 2011 年, Ast 等<sup>[35]</sup> 在基于半整块腔的倍频产生 775 nm 实验中, 实现了高达 95% 的转换效率; 2021 年, 山西大学团队<sup>[36]</sup> 在基于半整块腔的倍频产生 532 nm 实验中实现了 94% 的转换效率. 所以研究半整块腔中的倍频过程以及热透镜的影响机制对于进一步提高 1  $\mu\text{m}$  以上波段倍频转换效率以及在基于倍频过程的量子信息科学中发挥重要作用.

本文理论分析了基于半整块腔的高效倍频过程, 研究了两种结构的半整块腔中绿光诱导红外吸收<sup>[37,38]</sup> 引起的热透镜效应对最佳转换效率的影响关系, 数值上定量分析了平凹型半整块腔和双凹型半整块腔中倍频转换效率随基频光功率的变化关系. 结果表明, 热透镜效应对双凹型倍频腔的最佳转换效率影响相对较大, 且随着腔内损耗增加而增大. 之后进一步搭建实验装置进行验证, 测量两种半整块腔型中倍频转换效率随基频光功率变化的关系, 并根据实验结果进行数值拟合. 结果表明: 在平凹型半整块腔中, 输入 800 mW 的基频光, 将产生 747 mW 的 532 nm 激光输出, 可实现的最佳转换效率为  $93.4\% \pm 3\%$ ; 在双凹型半整块腔中, 输入 600 mW 的基频光, 可输出 529 mW 的 532 nm 激光, 可实现的最佳转换效率为  $88.2\% \pm 3\%$ , 与理论计算符合较好. 此高效倍频过程可为基于非线性转换的精密测量物理以及量子信息科学发展提供理论及实验基础.

## 2 理论分析

在不考虑热透镜效应的情况下, 倍频转换效率表示为:  $\eta = P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$ , 其中  $P_{\text{in}}$  为输入的基频光功率. 驻波腔对正向和反向传播的内腔光束进行相位匹配, 会产生两个二次谐波输出, 因此输出的倍频光功率可表示为<sup>[36,39]</sup>

$$P_{\text{out}} = 2 \times E_{\text{nl}} \times P_{\text{c}}^2, \quad (1)$$

其中,  $E_{\text{nl}}$  为 PPKTP 晶体的单穿效率, 由 Boyd 和 Kleinman 描述的高斯光束倍频理论给出<sup>[28,40]</sup>:

$$E_{\text{nl}} = \frac{4\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L_{\text{c}}}{\varepsilon_0 c^3 \lambda_1 n_1 n_2} h(\alpha, \xi, \sigma) \exp(-\alpha_2 L_{\text{c}}), \quad (2a)$$

$$h(\alpha, \xi, \sigma) = \frac{1}{2\xi} \iint_{-\xi/2}^{+\xi/2} dt dt' \frac{\exp[-\alpha(t+t'+\xi) - i\sigma(t-t')]}{(1+it)(1-it')} \quad (2b)$$

这里,  $\omega$  为基频光角频率;  $d_{\text{eff}}$  为 PPKTP 晶体的有效非线性系数;  $L_c$  为 PPKTP 晶体的长度;  $\varepsilon_0$  为真空介电常数;  $c$  为真空中的光速;  $\lambda_1$  为基频光的波长;  $n_1$  为 PPKTP 晶体对基频光的折射率;  $n_2$  为 PPKTP 晶体对倍频光的折射率;  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  分别为基频光和倍频光的吸收系数,  $\alpha = (\alpha_1 - \alpha_2/2) \times Z_R$ , 其中  $Z_R$  为高斯光束的瑞利长度,  $Z_R = \pi \omega_0^2 n_1 / \lambda_1$ ;  $h$  是 Boyd-Kleinman 聚焦因子, 它取决于聚焦参量  $\xi = L_c/2Z_R$ ;  $\sigma$  为波矢失配量. 对于分析的两种倍频腔, 以上所涉及的参数取值均相同:  $d_{\text{eff}} = (2/\pi) d_{33} \approx 11.4 \times 10^{-12}$  pm/V,  $L_c = 10$  mm,  $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$  F/m,  $\lambda_1 = 1064$  nm,  $n_1 = 1.8302$ ,  $n_2 = 1.8894$ ,  $\alpha_1 = 0.003$  cm $^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 0.048$  cm $^{-1}$ . (1) 式中  $P_c$  为腔内基频光的内腔循环功率 [28,36,39],

$$P_c = \frac{P_{\text{in}} \times T_1}{[1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - L)(1 - \Gamma \times P_c)]^2}, \quad (3)$$

式中,  $T_1$  为输入耦合镜的透过率,  $L$  是基频光在倍频腔内的传输损耗 (不包括  $T_1$ ).  $\Gamma = E_{\text{nl}} + \Gamma_{\text{abs}}$  是非线性损耗, 其中  $\Gamma_{\text{abs}} = E_{\text{nl}} \times [e^{(\alpha_2 \times L_c/2)} - 1]$  是倍频吸收效率.

只考虑热透镜效应时, 可将热透镜效应等效为在腔内插入焦距为  $f$  的薄透镜. 透镜焦距可表示为 [26,30]

$$f = \frac{\pi K_c \omega_0^2}{P_{\text{out}}(dn/dT)} \times \frac{1}{1 - e^{-(\alpha_1 + \alpha_2/2)L_c}}, \quad (4)$$

式中,  $K_c = 13$  W/(m·K) 是 PPKTP 晶体的热导率,  $\omega_0$  是不考虑热透镜效应时腔的腰斑半径;  $dn/dT = 1.6 \times 10^{-5}$  K $^{-1}$  是 PPKTP 晶体的热光系数. 对于分析的两种倍频腔, 以上所涉及的参数取值均相同.

由于晶体对绿光的吸收要远大于对红外光的吸收, 则晶体中绿光最强的位置可被认为是等效热透镜的位置. 通过计算 1064 nm 基频光转化为 532 nm 倍频光的功率密度最大值的位置发现: 平凹型半整块腔的功率密度最大值在晶体端面处; 双凹型半整块腔的功率密度最大值则在距离晶体中心 1 mm 处. 基于此, 为了有效分析热透镜效应对腔腰斑的影响, 可以先通过  $ABCD$  矩阵计算受热透镜效应影响后的腰斑大小, 之后通过模式匹配公

式计算出热透镜效应带来的模式失配量.

平凹型半整块腔的  $ABCD$  矩阵可表示为

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_c/n_1 + L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & L_c/n_1 + L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - 4(L_c/n_1 + L_0)/R & 2(L_c/n_1 + L_0) \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}. \quad (5a)$$

平凹型半整块腔中功率密度的最大值在晶体端面处, 即等效热透镜的位置在晶体端面处, 且端面处的曲率半径可近似为无穷大. 根据高斯光束在腔内传播的规律分析知, 入射光束并不会通过等效热透镜, 因此热透镜并不影响光束的传播, 不参与  $ABCD$  矩阵的运算. 在这种情况下, 可以认为在考虑热透镜效应和不考虑热透镜效应时, 平凹型半整块腔的倍频转换效率相同.

双凹型半整块腔的  $ABCD$  矩阵可表示为

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_{00} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & (L_1 - L_{00})/n_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & (L_2 - L_1)/n_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & (L_2 - L_1)/n_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & (L_1 - L_{00})/n_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & L_{00} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}, \quad (5b)$$

受热透镜效应影响后的腰斑大小  $\omega_{00}$  计算公式为

$$\omega_{00} = \sqrt{\text{Abs} \left[ \frac{\lambda_1 \times \sqrt{4 - (A + D)^2}}{2 \times \pi \times C} \right]}, \quad (5c)$$

式中,  $R$  为腔输入耦合镜的曲率半径,  $L_0$  和  $L_{00}$  分别为平凹型半整块腔和双凹型半整块腔的空气隙长度,  $L_1$  为双凹型半整块腔中热透镜距离输入耦

合镜的距离,  $L_2$  为双凹型半整块腔中晶体凹面距离输入耦合镜的距离,  $f_1$  为双凹型半整块腔中的等效热透镜焦距,  $R_1$  为双凹型半整块腔中晶体凸面的曲率半径,  $Abs$  为取绝对值. 此外, 为了更直观对比, 在设计时选择合适的参数以保证两种结构的倍频腔在不考虑热透镜效应时的腰斑  $\omega_0$  大小相等, 均为  $31.33 \mu\text{m}$ .

腔  $\text{TEM}_{00}$  模的模式匹配效率计算公式为 [25,30]

$$\kappa_{00} = \frac{16 \prod_{\alpha=x,y} \left\{ \int_0^l \frac{1}{W_{\alpha,e(z)}^2} dz \right\}^2}{\prod_{\alpha} \left\{ \int_0^l \frac{1}{W_{\alpha(z)}^2} dz \right\} \left\{ \int_0^l \frac{1}{W_{\alpha,e(z)}^2} dz \right\}}, \quad (6a)$$

$$W_{\alpha}^2(z) = W_{\alpha 0}^2 \left\{ 1 + \left( \frac{z - z_{\alpha}}{z_{\alpha 0}} \right)^2 \right\}, \quad (6b)$$

$$z_{\alpha 0} = \pi W_{\alpha 0}^2 / \lambda, \quad (6c)$$

式中,  $W_{\alpha}(z)$  和  $W_{\alpha 0}$  分别是入射光束在腔内  $z = z_{\alpha}$  处的光束半径和束腰半径;  $W_{\alpha,e(z)}$  和  $W_{\alpha,e0}$  是腔的本征模.

基于上述参数设计和公式进行理论计算. 假设理想情况下, 基频光在腔内的传输损耗为 0; 在输入功率为 0 W 时两种腔型的模式匹配效率均为 100%. 为了方便表示, 记“双凹型半整块腔”为 SHG1, “平凹型半整块腔”为 SHG2.

首先, 在考虑热透镜效应的影响下, 理论计算两种腔型的模式匹配效率与输入功率之间的关系, 如图 1 所示. 在 0—1.1 W 的输入功率范围内, SHG1 的模式匹配效率从 100% 降至 93.6%. 由此可知, 随输入功率增大, 热透镜效应对 SHG1 的腰斑影响增大, 从而导致模式失配加重.

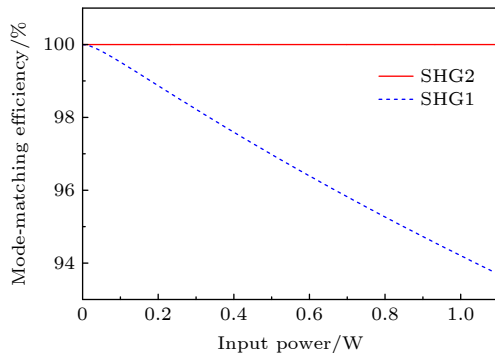


图 1 理想情况下模式匹配效率随着基频光输入功率的变化

Fig. 1. Mode-matching efficiency as a function of the input power.

然后, 分别在不考虑和考虑热透镜效应引起的模式失配的情况下, 理论计算两种腔型的倍频转换效率与输入功率的关系, 如图 2 所示. 在 0—1.1 W 的输入功率范围内, 与不考虑热透镜效应时的转换效率相比, 随着输入功率的增大, 考虑热透镜效应时的转换效率明显降低. 根据上述分析, SHG2 不管是否考虑热透镜效应的影响, 转换效率都相同; 而 SHG1 明显受热透镜效应的影响, 转换效率降低.

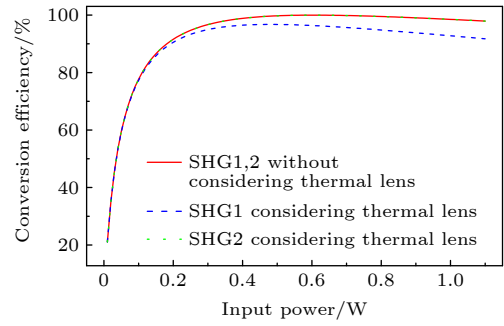


图 2 理想情况下转换效率随着输入功率的变化

Fig. 2. Conversion efficiency as a function of input power.

### 3 实验装置及测量结果分析

基于上述理论分析进行实验研究, 实验装置如图 3 所示. 泵浦激光源采用自主研发的中心波长为 1064 nm、最大输出功率为 16 W 的连续波单频激光器 (SF-20, 宇光). 输出的激光先注入到光隔离器 1 (optical isolator, OI) 中以避免后续光束反馈的影响, 然后经过一个楔形电光调制器 [41] (electro-optic modulator, EOM) 进行调制. 频率为 32 MHz 的射频信号分为两部分, 一部分用于驱动 EOM, 另一部分用于产生 Pound-Drever-Hall 技术的误差信号. 在 EOM 之后, 通过利用半波片 ( $\lambda/2$ ) 和偏振分束器 (polarization beam splitter, PBS) 的组合, 将光束分成两部分. 通过 PBS1 的透射光和反射光分别经过 OI2 和 OI3 注入双凹型半整块腔 (SHG1) 和平凹型半整块腔 (SHG2) 中. 在两个部分中, 通过 OI2 和 OI3 来防止下游光路中光束反馈的影响, 然后利用两个半波片和一个偏振分束器的组合来调节注入倍频腔的基频光功率并将基频光的偏振变为需要的水平偏振. 调节好的基频光再经过一个由正负透镜组成的透镜组 (L1, L2&L3, L4) 进行基频光与倍频腔模式的匹配. 正负透镜组合的使用可以有效变换光束腰斑, 更好地实现倍频腔的模式匹配.

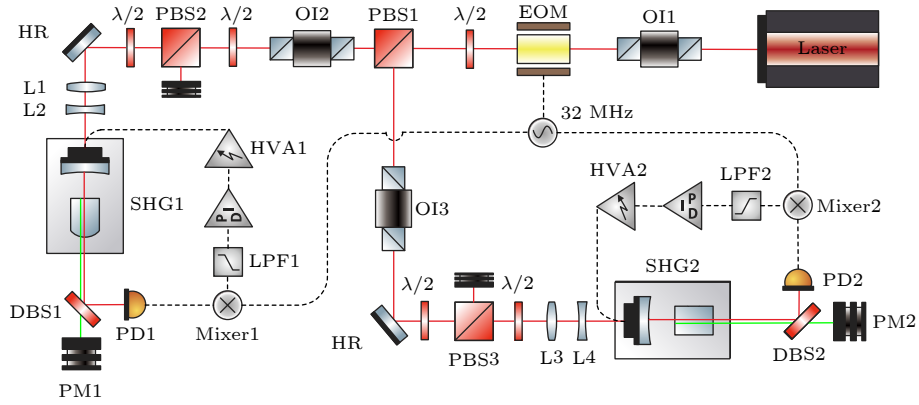


图3 实验装置示意图。OI1—3为光隔离器，EOM为电光调制器， $\lambda/2$ 为半波片，PBS1—3为偏振分束器，HR为高反镜，L1—4为模式匹配透镜，LPF1和LPF2为低通滤波器，PID为比例积分微分器，HVA1和HVA2为高压放大器，Mixer1和Mixer2为混频器，DBS1和DBS2为双色分束器，PD1和PD2为光电探测器，SHG1和SHG2为倍频腔，PM1和PM2为功率测量装置

Fig. 3. Schematic of experimental setup. OI1–3, optical isolator; EOM, electro-optic modulator;  $\lambda/2$ , half-wave-plate; PBS1–3, polarization beam splitter; HR, high-reflection mirror; L1–4, Lens; LPF1 and LPF2, low-pass filters; PID, proportional-integral-differentiator; HVA1 and HVA2, high-voltage amplifiers; Mixer1 and Mixer2, mixer; DBS1 and DBS2, dichroic beam splitters; PD1 and PD2, photodetectors; SHG1 and SHG2, second harmonic generations; PM1 and PM2, power measurements.

倍频腔输出的基频光 (1064 nm) 和倍频光 (532 nm) 由双色分束器 (dichroic beam splitter, DBS) 分为两部分。透射的倍频光用功率计探测；反射的剩余基频光用自制的共振型光电探测器探测<sup>[42,43]</sup>，探测到的信号和与 EOM 调制信号同频的解调信号在混频器混频后，经过自制低通滤波器得到误差信号，之后经过自制比例积分微分控制系统和自制高压伺服系统后分别反馈给两个倍频腔输入耦合镜上的压电陶瓷 (piezoelectric transducer, PZT)，进行腔长的锁定。

实验中的倍频腔均采用半整块腔型，此腔型具有体积小、方便调节、内腔损耗低和稳定性高等优势。实验中两种结构的倍频腔将选用相同的腔参数，输入耦合镜的曲率半径  $R=30\text{mm}$ ，与 PZT 相连，对 1064 nm 的透过率为 9%，对 532 nm 的反射率大于 99%；使用的非线性晶体均为  $1\text{mm} \times 2\text{mm} \times 10\text{mm}$  的 PPKTP 晶体 (Raicol Crystals Ltd.)，晶体的极化周期为  $9\text{ }\mu\text{m}$ ，温度由热电帕尔帖元件和温度控制器控制，测量精度为  $0.001\text{ }^\circ\text{C}$ <sup>[36]</sup>。SHG1 中晶体远离输入耦合镜的端面为曲率半径  $R_1=12\text{mm}$  的凸面，其对 1064 nm 的反射率大于 99%，对 532 nm 的透射率大于 95%；另一侧端面为平行端面，对 1064 nm 和 532 nm 的剩余反射率均小于 0.1%<sup>[12,25]</sup>。输入耦合镜和 PPKTP 晶体之间的气隙长度为 25 mm，对应 1064 nm 的腰斑大小为  $31.33\text{ }\mu\text{m}$ 。SHG2 中晶体远离输入耦合镜的平

行端面对 1064 nm 的反射率为 99.95%，对 532 nm 的透射率为 95%；另一侧的平行端面对 1064 nm 和 532 nm 的剩余反射率均小于 0.1%<sup>[36,44]</sup>。其对应 1064 nm 的腰斑大小与 SHG1 的相同为  $31.33\text{ }\mu\text{m}$ 。

基于上述装置进行实验验证，测得了两种腔型的倍频转换效率随输入功率的变化关系，图 4 中的离散点为实测实验数据。之后根据实际测量结果，利用理论部分的计算公式进行拟合。由于两种腔型中所使用的晶体是同批次购买，在晶体的有效非线性系数等参数相同的情况下，只改变传输损耗  $L$  进行数据拟合。拟合发现：当拟合参数  $L=0.004$  时，拟合结果与 SHG2 实测结果符合较好；对于 SHG1，

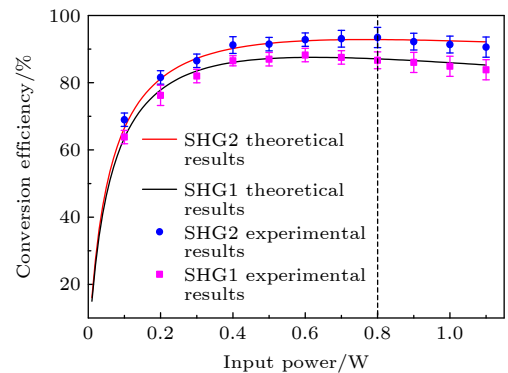


图4 转换效率随输入功率变化的理论和实验结果，其中误差棒为多次测量误差的平均

Fig. 4. Theoretical and experimental conversion efficiencies as a function of input power. The error bars take the average of multiple measurements.

当拟合参数  $L = 0.005$  时, 拟合结果与实测结果符合较好. 拟合实验结果时传输损耗的微小差距可能是由于两块 PPKTP 晶体平面和凸面的光学加工、端面镀膜的质量或者晶体内部晶格微小缺陷等因素引起的.

如图 4 所示, 当注入的基频光功率增大时, 倍频转换效率逐渐上升, 但明显看出 SHG1 的转换效率一直低于 SHG2, 说明热透镜效应对 SHG1 的影响更大. 对于 SHG2, 在基频光功率为 0.8 W 时, 可实现最大倍频转换效率为  $93.4\% \pm 3\%$  的倍频过程, 对于 SHG1, 在基频光功率为 0.6 W 时, 可实现最大倍频转换效率为  $88.2\% \pm 3\%$  的倍频过程. 受功率测量器件的不确定度影响, 测量结果的不确定度超过 3%. 从图 4 数据可知, 当输入的基频光功率约为 0.8 W 时, 倍频光功率随基频光功率的增大仍在增长, 但转换效率已经趋于饱和, 同时实验结果开始与理论拟合出现偏差. 图 4 中用黑色虚线标记出逐渐出现偏差的基频光功率位置. 这是由于继续增大基频光功率时, 更为严重的热透镜效应对倍频腔模式匹配的影响逐渐加重, 限制了倍频效率的增长. 而且, 在 PPKTP 晶体对倍频光的吸收影响下, 倍频腔的工作状态发生改变. 当晶体温度处于倍频的最佳匹配温度时, 腔内产生的大量倍频光使晶体温度急剧上升, 引起热致双稳现象, 从而破坏倍频腔的锁定. 此外, 其他热效应如热双折射<sup>[45,46]</sup>和热致相位失配<sup>[45,47–49]</sup>等的影响也不可忽略, 致使高功率区域理论与实际的偏差比较明显.

## 4 结 论

本文在定量分析热透镜效应对两种半整块腔型中二次谐波过程影响关系的基础上, 进一步搭建实验装置进行验证, 对比两种半整块腔型中倍频转换效率随基频光功率增加的关系, 并进行理论拟合. 对于平凹型半整块腔, 最终得到最高  $93.4\% \pm 3\%$  倍频转换效率; 对于双凹型半整块腔, 得到最高  $88.2\% \pm 3\%$  倍频转换效率, 实验结果与理论符合较好. 理论与实验结果均表明, 平凹型半整块倍频腔在较低输入功率条件下, 可以获得更好的模式匹配, 从而实现高效率的倍频输出, 更适用于对倍频效率有高需求的实验研究中. 此高效倍频过程可为各种高效倍频过程提供理论及实验基础, 并为基于非线性转换的量子信息科学发展奠定基础.

## 参考文献

- [1] Franken P A, Hill A E, Peters C W, Weinreich G 1961 *Phys. Rev. Lett.* **7** 118
- [2] Chen X Y, Nadiarynkh O, Plotnikov S, Campagnola P J 2012 *Nat. Protoc.* **7** 654
- [3] Cicchi R, Pavone F S 2017 *Methods Mol. Biol.* **1627** 409
- [4] Natal R A, Vassallo J, Paiva G R, Pelegati V B, Barbosa G O, Mendonca G R, Bondarik C, Derchain S F, Carvalho H F, Lima C S, Cesar C L, Sarian L O 2018 *Tumor Biol.* **40** 1
- [5] Gan X T, Zhao C Y, Hu S Q, Wang T, Song Y, Li J, Zhao Q H, Jie W Q, Zhao J L 2018 *Light Sci. Appl.* **7** 17126
- [6] Zhao K, Zhang Q, Chini M, Wu Y, Wang X W, Chang Z H 2012 *Opt. Lett.* **37** 3891
- [7] Rong H, Jones R, Liu A, Cohen O, Hak D, Fang A, Panizza M 2005 *Nature* **433** 725
- [8] Gao Y S, Fan Y B, Wang Y J, Yang W H, Song Q H, Xiao S M 2018 *Nano Lett.* **18** 8054
- [9] Zhang Y, Yu J, Yang P F, Zhang J X 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 044203 (in Chinese) [张岩, 蔚娟, 杨鹏飞, 张俊香 2022 物理学报 **71** 044203]
- [10] Sun X C, Wang Y J, Tian L, Shi S P, Zheng Y H, Peng K C 2019 *Opt. Lett.* **44** 1789
- [11] Zhang C, Feng J X, Li Y J, Zhang K S 2021 *J. Quantum Optics* **27** 8 (in Chinese) [张超, 冯晋霞, 李渊骥, 张宽收 2021 量子光学学报 **27** 8]
- [12] Sun X C, Wang Y J, Tian L, Zheng Y H, Peng K C 2019 *Chin. Opt. Lett.* **17** 072701
- [13] Ma Y Y, Feng J X, Wan Z J, Gao Y H, Zhang K S 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 244205 (in Chinese) [马亚云, 冯晋霞, 万振菊, 高英豪, 张宽收 2017 物理学报 **66** 244205]
- [14] Ast S, Ast M, Mehmet M, Schnabel R 2016 *Opt. Lett.* **41** 5094
- [15] Wan Z J, Feng J X, Cheng J, Zhang K S 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 024203 (in Chinese) [万振菊, 冯晋霞, 成健, 张宽收 2018 物理学报 **67** 024203]
- [16] Eberle T, Handchen V, Schnabel R 2013 *Opt. Express* **21** 11546
- [17] Chang Y H, Liu A P 2019 *J. Quantum Optics* **25** 297 (in Chinese) [常彦红, 刘阿鹏 2019 量子光学学报 **25** 297]
- [18] Bao X H, Qian Y, Yang J, Zhang H, Chen Z B, Yang T, Pan J W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 190501
- [19] Yang J, Bao X H, Zhang H, Chen S, Peng C Z, Chen Z B, Pan J W 2009 *Phys. Rev. A* **80** 1042321
- [20] Mabuchi H, Polzik E S, Kimble H J 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 2023
- [21] Shiv L, Sorensen J L, Polzik E S, Mizell G 1995 *Opt. Lett.* **20** 2270
- [22] Maslov V A, Mikhailov V A, Shaumin O P, Shcherbakov I A 1997 *Quantum Electron.* **27** 356
- [23] Hirohashi J, Pasiskevicius V, Wang S, Laurell F 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 033105
- [24] Ghavami Sabouri S, Chaitanya Kumar S, Khorsandi A, Ebrahim-Zadeh M 2014 *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **20** 7500210
- [25] Yang W H, Wang Y J, Zheng Y H, Lu H D 2015 *Opt. Express* **23** 19624
- [26] Innocenzi M E, Yura H T, Fincher C L, Fields R A 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1831
- [27] Hansson G, Karlsson H, Wang S H, Laurell F 2000 *Appl. Opt.* **39** 5058
- [28] Le Targat R, Zondy J J, Lemonde P 2005 *Opt. Commun.* **247** 471

- [29] Wen X, Han Y S, Bai J D, He J, Wang Y H, Yang B D, Wang J M 2014 *Opt. Express* **22** 32293
- [30] Wang Q W, Tian L, Yao W X, Wang Y J, Zheng Y H 2019 *Opt. Express* **27** 28534
- [31] Tian L, Wang Q W, Yao W X, Li Q H, Wang Y J, Zheng Y H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 044201 (in Chinese) [田龙, 王庆伟, 姚文秀, 李庆回, 王雅君, 郑耀辉 2020 *物理学报* **69** 044201]
- [32] Meier T, Willke B, Danzmann K 2010 *Opt. Lett.* **35** 3742
- [33] Li G, Li S K, Wang X C, Zhang P F, Zhang T C 2017 *Appl. Opt.* **56** 55
- [34] Cui X Y, Shen Q, Yan M C, Zeng C, Yuan T, Zhang W Z, Yao X C, Peng C Z, Jiang X, Chen Y A, Pan J W 2018 *Opt. Lett.* **43** 1666
- [35] Ast S, Nia R M, Schönbeck A, Lastzka N, Steinlechner J, Eberle T, Moritz M, Steinlechner S, Schnabel R 2011 *Opt. Lett.* **36** 3467
- [36] Yao W X, Wang Q W, Tian L, Li R X, Shi S P, Wang J R, Wang Y J, Zheng Y H 2021 *Laser Phys. Lett.* **18** 015001
- [37] Wang S, Pasiskevicius V, Laurell F 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 2023
- [38] Roth M, Angert N, Tseitlin M, Alexandrovski A 2001 *Opt. Mater.* **16** 131
- [39] Kozlovsky W J, Nabors C D, Byer R L 1988 *IEEE J. Quantum Electron.* **24** 913
- [40] Boyd G D, Kleinman D A 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3597
- [41] Li Z X, Ma W G, Yang W H, Wang Y J, Zheng Y H 2016 *Opt. Lett.* **41** 3331
- [42] Chen C Y, Shi S P, Zheng Y H 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 103101
- [43] Zhang H Y, Wang J R, Li Q H, Ji Y J, He Z Y, Yang R C, Tian L 2019 *J. Quantum Optics* **25** 456 (in Chinese) [张宏宇, 王锦荣, 李庆回, 吉宇杰, 贺子洋, 杨荣草, 田龙 2019 *量子光学学报* **25** 456]
- [44] Wu L A, Kimble H J 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 697
- [45] Sabaeian M, Jalil-Abadi F S, Rezaee M M, Motazedian A 2014 *Opt. Express* **22** 25615
- [46] Mousavi L, Sabaeian M, Nadgaran H 2013 *Opt. Commun.* **300** 69
- [47] Rezaee M M, Sabaeian M, Motazedian A, Jalil-Abadi F S, Askari H, Khazrk I 2015 *Appl. Opt.* **54** 4781
- [48] Sabaeian M, Jalil-Abadi F S, Rezaee M M, Motazedian A, Shahzadeh M 2015 *Appl. Opt.* **54** 869
- [49] Wang Y J, Li Z X, Zheng Y H, Su J 2017 *IEEE J. Quantum Electron.* **53** 7000307

# Influence of thermal lens effect on second harmonic process in semi-monolithic cavity scheme\*

Zhang Xiao-Li<sup>1)</sup> Wang Qing-Wei<sup>1)</sup> Yao Wen-Xiu<sup>1)</sup> Shi Shao-Ping<sup>1)</sup>  
 Zheng Li-Ang<sup>1)</sup> Tian Long<sup>1)2)†</sup> Wang Ya-Jun<sup>1)2)</sup> Chen Li-Rong<sup>1)2)</sup>  
 Li Wei<sup>1)2)</sup> Zheng Yao-Hui<sup>1)2)</sup>

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 29 March 2022; revised manuscript received 19 May 2022 )

## Abstract

Second harmonic generation (SHG) is an effective way to generate short wavelength laser with high power. The SHG is accompanied with the absorptions of fundamental waves and harmonic waves, which converts a fraction of the two waves deposit energy into heat, causing a temperature gradient along the radial direction of the periodically poled potassium titanyl phosphate (PPKTP) crystal. The inhomogeneous temperature distribution causes thermal lensing in the crystal. The thermal lensing effect will deform the spatial mode of the SHG cavity and result in the mode-mismatching of the fundamental wave to the SHG cavity, and therefore the conversion efficiency of SHG process is reduced. Moreover, with the increase of injected fundamental wave power, the influence caused by thermal lens becomes more and more serious. In order to obtain a high-efficiency frequency conversion, it is necessary to take the measure to minimize the effect caused by thermal lensing. In this paper, we report on a high efficiency generation of green laser at 532 nm by external cavity SHG process with a semi-monolithic standing cavity. The influences of thermal lens effect on the optimal conversion efficiency in different semi-monolithic cavities are theoretically analyzed. The variations of conversion efficiency with the pump power in “plane-concave” semi-monolithic cavity based on parallel crystal and also in “concave-concave” semi-monolithic cavity based on concave crystal are quantitatively analyzed. In experiments, two types of cavity structures are built to measure the variation of frequency doubling conversion efficiency with pump power. For the “plane-concave” semi-monolithic cavity, the maximum green laser power of 747 mW is obtained and the corresponding conversion efficiency reaches  $93.4\% \pm 3\%$ , with 800 mW infrared laser injected. For the “concave-concave” semi-monolithic cavity, the maximum green laser power of 529 mW is obtained and the corresponding conversion efficiency is  $88.2\% \pm 3\%$ , with 600 mW infrared laser injected. The results show that the thermal lens affects the optimal conversion efficiency more seriously in “concave-concave” semi-monolithic cavity than in “plane-concave” semi-monolithic cavity. Furthermore, the influence of thermal lens effect turns higher and higher with the increase of the loss in the cavity. It is obvious that the “plane-concave” semi-monolithic cavity is more suitable for the SHG process and has many potential applications in quantum optics and cold atom physics and provides a guidance for future research on high-efficiency SHG process.

**Keywords:** frequency-doubling cavity, thermal lensing effect, second harmonic generation, conversion efficiency

**PACS:** 42.50.-p, 42.65.-k, 42.65.Ky

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220575

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2020YFC2200402), the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 62027821, 11874250, 62035015, 12174234), the Key R&D Program of Shanxi, China (Grant Nos. 201903D111001, 202102150101003), and the Program for Sanjin Scholar of Shanxi Province, China.

† Corresponding author. E-mail: [tianlong@sxu.edu.cn](mailto:tianlong@sxu.edu.cn)

## 热透镜效应对半整块腔型中二次谐波过程的影响

张晓莉 王庆伟 姚文秀 史少平 郑立昂 田龙 王雅君 陈力荣 李卫 郑耀辉

## Influence of thermal lens effect on second harmonic process in semi-monolithic cavity scheme

Zhang Xiao-Li Wang Qing-Wei Yao Wen-Xiu Shi Shao-Ping Zheng Li-Ang Tian Long Wang Ya-Jun  
Chen Li-Rong Li Wei Zheng Yao-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 184203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220575

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220575>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

二维过渡金属硫化物二次谐波: 材料表征、信号调控及增强

Second harmonic generation of two-dimensional layered materials: characterization, signal modulation and enhancement

物理学报. 2020, 69(18): 184210 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200452>

金属开口环谐振器超构分子中二次谐波偏振态的调控

Polarization state of second harmonic generation in split ring resonator based meta-molecule

物理学报. 2019, 68(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190837>

双共焦波导结构二次谐波太赫兹回旋管谐振腔设计

Design of second harmonic terahertz gyrotron cavity based on double confocal waveguide

物理学报. 2020, 69(6): 068401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191222>

高效外腔倍频产生426 nm激光的实验研究

Experimental realization of high-efficiency blue light at 426 nm by external frequency doubling resonator

物理学报. 2020, 69(4): 044201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191417>

基于开口环阵列结构的表面晶格共振产生及二次谐波增强

Conditions for surface lattice resonances and enhancement of second harmonic generation based on split-ring resonators

物理学报. 2021, 70(5): 054206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201424>

基于导波驱动相变材料超构表面的基波及二次谐波聚焦

Fundamental wave and second-harmonic focusing based on guided wave-driven phase-change materials metasurfaces

物理学报. 2022, 71(3): 034208 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211596>