



基于基频放大的紫外皮秒355 nm输出效率提升系统

张旭东 储玉喜 贾威 胡明列

Ultraviolet picosecond conversion efficiency improvement system at 355 nm based on fundamental frequency laser amplified

Zhang Xu-Dong Chu Yu-Xi Jia Wei Hu Ming-Lie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 200601 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190876

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190876>

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

高效率三倍频产生355 nm皮秒激光的实验研究

Efficient third harmonic generation of 355 nm picosecond laser pulse

物理学报. 2019, 68(12): 124205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190513>

基于飞秒锁模光纤激光脉冲基频光的差频产生红外光梳

Fiber-type difference frequency generation infrared optical frequency comb based on the femtosecond pulses generated by a mode-locked fiber laser

物理学报. 2018, 67(9): 094207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172503>

双波长二极管合束端面抽运掺镨氟化钪单纵模360 nm紫外激光器

Combined dual-wavelength laser diode beam end-pumped single longitudinal mode $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ 360 nm ultraviolet laser

物理学报. 2019, 68(5): 054202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182018>

基于1556 nm光纤激光器频率分裂效应的应力测量

Stress measurement based on 1556 nm fiber laser frequency splitting effect

物理学报. 2019, 68(10): 104201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182171>

基于双程放大的毛细管放电69.8 nm激光增益特性

Characteristics of gain in Ne-like Ar 69.8 nm laser pumped by capillary discharge based on double-pass amplification

物理学报. 2019, 68(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181617>

基于噪声免疫腔增强光外差分子光谱技术实现光纤激光器到1530.58 nm NH_3 亚多普勒饱和光谱的频率锁定

Frequency locking of fiber laser to 1530.58 nm NH_3 sub-Doppler saturation spectrum based on noise-immune cavity-enhanced optical heterodyne molecular spectroscopy technique

物理学报. 2018, 67(10): 104207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172541>

基于基频放大的紫外皮秒 355 nm 输出效率提升系统*

张旭东 储玉喜[†] 贾威 胡明列

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 超快激光研究室, 光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072)

(2019 年 6 月 5 日收到; 2019 年 8 月 2 日收到修改稿)

在腔外和频获得紫外 355 nm 皮秒激光输出的过程中, 和频晶体的长度是影响转换效率的重要因素. 和频过程的激光输入参数和晶体吸收系数都会影响和频晶体的最适长度选取. 目前缺乏对于腔外和频产生紫外 355 nm 激光过程中输入激光光子数配比以及晶体吸收对于和频晶体最适长度影响的研究. 本文基于三波耦合方程进行了理论推导和数值模拟, 讨论了不同入射条件下最高和频效率的稳态解, 分析了不同光子数配比以及 LiB_3O_5 晶体吸收对于最适和频晶体长度的影响, 提出了放大基频光同时缩短晶体长度并提高转换效率的方案. 在该方案中, 将 1064 nm 皮秒基频光在倍频产生 532 nm 二次谐波后进行分离放大, 再与 532 nm 倍频光在 LiB_3O_5 晶体内进行和频, 从而产生紫外 355 nm 皮秒激光输出. 模拟结果表明, 通过基频放大改变和频过程中的光子数配比, 可以缩短取得最高转换效率的和频晶体最适长度, 同时减少和频晶体对于 355 nm 激光的吸收和走离影响, 输出功率较传统方案提升 40% 以上, 从而获得了高效率紫外 355 nm 皮秒激光输出.

关键词: 紫外皮秒 355 nm 激光, 和频, 基频光放大, LiB_3O_5 晶体

PACS: 06.60.Jn, 42.60.-v, 42.60.Lh, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.68.20190876

1 引言

非线性频率变换如倍频、和频、差频、光参量振荡以及光参量放大等技术的提出和应用使得特定波段稳定相干激光光源得到迅速的发展. 其中, 紫外波段皮秒激光由于波长短、单光子能量高、能量较为集中、作用时间较短等优势, 被广泛应用于高精度机械零件加工^[1-4]、物质检测^[5,6]以及生物医疗技术^[7-9]中, 具有很大的市场前景和发展潜力. 因此, 高稳定性、高效的紫外皮秒激光光源的研制是目前研究人员关注的重要方向. 1980 年, Craxton^[10]提出了 Nd-glass 激光的高效三次谐波产生理论; 2001 年, Hodgson 等^[11]利用二极管端面泵浦的 Nd:YVO₄ 激光实现了输出功率超过 12 W

的 355 nm 紫外激光输出; 2006 年, Wang 等^[12]完成了输出功率超过 30 W 的紫外 355 nm 基模固态激光器的研制; 2013 年, Zhu 等^[13]得到了最大脉冲能量为 39.1 μJ , 重复频率为 1 MHz 的高能量紫外 355 nm 皮秒激光输出. 高效稳定的紫外激光光源的快速发展离不开对非线性晶体研究的逐步深入, 近年来, 非线性系数更高、损伤阈值更高、吸收更少的非线性晶体不断出现, 如 $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ (CLBO) 晶体、 $\text{La}_2\text{CaB}_{10}\text{O}_{19}$ (LCB) 晶体、 $\text{Na}_3\text{La}_9\text{O}_3(\text{BO}_3)_8$ (NLBO) 晶体等^[14-16]. 作为非线性频率变换过程中的重要影响因素, 非线性晶体的选取除了种类的选择外, 其晶体长度对于转换效率的提高至关重要.

目前, 在产生紫外皮秒 355 nm 激光的过程中, 一般利用 Nd:YVO₄ 或 Nd:YAG 晶体产生 1064 nm

* 国家自然科学基金 (批准号: 61805174, 61535009, 61827821, 61377041, 11527808).

[†] 通信作者. E-mail: chuyuxi@tju.edu.cn

基频光, 之后通过其三倍频产生 355 nm 紫外光. 具体步骤为: 通过基频光的多级放大提高 1064 nm 种子光的功率, 之后再行倍频产生 532 nm 二次谐波并控制转换效率为 50% 左右, 1064 nm 基频光与 532 nm 倍频光的光子数比接近 2:1 入射到和频晶体中, 最终和频产生 355 nm 紫外输出^[17]. 在和频过程中, 1064 和 532 nm 的光子数配比对 355 nm 的产生至关重要. 532 nm 的输出功率决定了最终 355 nm 的输出功率, 与此同时, 1064 nm 的功率决定了 532 nm 到 355 nm 的转换速率, 即最高转换效率对应的最佳晶体长度. 在传统方案中, 由于 1064 和 532 nm 的输出功率相互制约以及对晶体长度和光束质量的要求, 不得不通过限制 532 nm 的转换效率, 从而使得 1064 nm 基频光与 532 nm 倍频光光子数配比接近 2:1, 以缩短和频晶体的长度, 减少吸收和走离的影响. 但是, 由于 532 nm 的转换效率被限制, 使 355 nm 的最大输出功率也被限制. 因此, 在传统的方案中, 1064 和 532 nm 的功率矛盾直接影响了 355 nm 产生的效率和晶体选择.

本文针对紫外皮秒 355 nm 激光腔外和频的效率提升提出了一种新的方案. 首先使用 LiB_3O_5 (LBO) 晶体对 1064 nm 种子光进行倍频产生 532 nm 二次谐波, 然后将 1064 nm 基频光分离并进行放大, 再将产生的二次谐波 532 nm 激光与放大后的基频光 1064 nm 激光在 LBO 晶体中进行和频. 通过对和频 LBO 晶体中的三波耦合方程进行理论分析计算, 讨论了不同功率密度配比下 LBO 晶体中各波长功率密度变化情况和 LBO 晶体吸收效应对于和频过程的影响, 并通过数据模拟证明了和频过程最终转化效率与 LBO 和频晶体长度的关系. 模拟结果与尤晨华等^[18]在和频过程中对于转换效率的公式分析结果得出相同的变化趋势, 且与 Ueda 等^[19]在进行紫外皮秒 355 nm 和频时不同入射条件下的实验数据相一致, 证明了对 1064 nm 基频光分离再放大从而进一步提高紫外 355 nm 激光转换效率方案的可行性. 利用该方案可以在倍频时提高 532 nm 倍频光转换效率, 同时保证之后的和频过程可以在较短晶体长度下实现 355 nm 紫外光的高效转换输出, 最终使得紫外皮秒 355 nm 激光相对于传统方案输出功率提高 40% 以上. 该方案在基于腔外和频技术实现紫外皮秒激光高效输出的装置中有实际的应用价值.

2 基于基频放大的紫外皮秒 355 nm 输出效率提升系统的实验装置及理论分析

2.1 基于基频放大的紫外皮秒 355 nm 输出效率提高系统实验装置

腔外和频产生紫外皮秒 355 nm 激光的装置图如图 1 所示, 其中图 1(a) 为传统限制倍频效率的方案装置图, 图 1(b) 为基于基频放大的和频实验装置图. 基频光为高功率 1064 nm 皮秒种子光, 经过透镜组 L1 和 L2 调整光斑直径并进行光束准直. 利用 LBO 倍频晶体的 I 类相位匹配 ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 11.7^\circ$) 进行倍频, 可产生 532 nm 二次谐波. 在传统方案中由于之后和频过程中的入射光子数配比的要求, 限制倍频光 532 nm 的转换效率至 50%. 本文在倍频时提高了 532 nm 倍频光的输出功率, 使 532 nm 倍频光转换效率可以达到 65% 甚至更高^[20]. 倍频后利用双色镜 DM1 将 1064 nm 基频光与 532 nm 倍频光分离, 外加 808 nm 泵浦激光由双色镜 DM2 输入, 通过 Nd:YVO_4 晶体将 1064 nm 基频光进行放大, 从而调整入射到和频 LBO 晶体中的光子数配比. 532 nm 倍频光采用对称结构并通过改变双色镜 DM1 与反射镜 M 之间

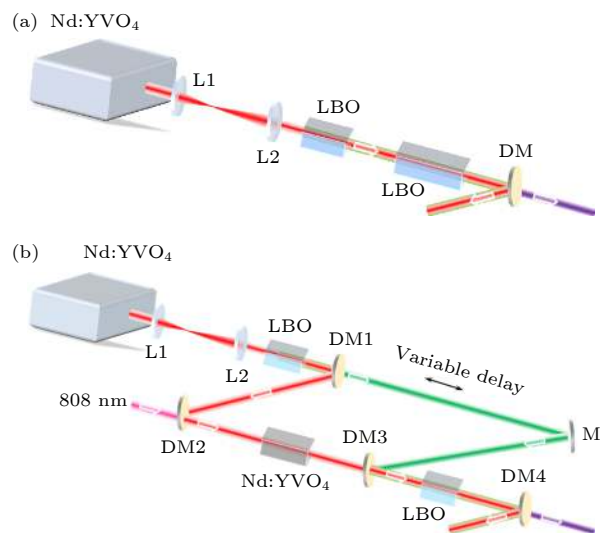


图 1 (a) 传统的 355 nm 产生装置图; (b) 基于基频放大的紫外皮秒 355 nm 输出效率提升系统装置图

Fig. 1. (a) Diagram of the traditional 355 nm generating device; (b) diagram of the UV picosecond 355 nm output efficiency improvement system based on fundamental frequency amplification.

的距离实现 1064 nm 基频光和 532 nm 倍频光的时间同步. 之后, 再将放大后的 1064 nm 基频光和 532 nm 倍频光通过双色镜 DM3 合束并入射到和频晶体 LBO 中, 采取 II 类相位匹配 ($\theta = 43.5^\circ$, $\varphi = 90^\circ$) 进行和频产生紫外 355 nm 激光. 最终, 通过分光镜 DM4 将三束激光分离从而得到紫外皮秒 355 nm 激光输出.

2.2 基于基频放大的紫外皮秒 355 nm 输出效率提高系统的理论分析

通过 LBO 和频晶体将 1064 nm 激光和 532 nm 激光进行和频从而得到紫外 355 nm 激光, 通常采用的是 II 类相位匹配, 由相位匹配条件和 LBO 晶体的折射率色散公式可以求得和频过程的相位匹配角度为 $\theta = 43.5^\circ$, $\varphi = 90^\circ$.

在 LBO 和频晶体中, 1064 nm 激光与 532 nm 激光和频产生 355 nm 激光的相互作用过程可利用三波耦合方程来进行分析研究. 设激光光束传播方向为 Z 轴, 则和频过程的三波耦合方程为^[21,22]

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dz} &= \frac{i\omega_1}{cn_1} d_{\text{eff}} E_2^* E_3 \exp(-i\Delta k z), \\ \frac{dE_2}{dz} &= \frac{i\omega_2}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^* E_3 \exp(-i\Delta k z), \\ \frac{dE_3}{dz} &= \frac{i\omega_3}{cn_3} d_{\text{eff}} E_1 E_2 \exp(i\Delta k z), \end{aligned} \quad (1)$$

式中, E_1 和 E_2 为入射光束电场强度; E_3 为输出和频光束电场强度; $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 为对应激光光束角频率; n_1, n_2, n_3 为对应波长在和频晶体中的折射率; d_{eff} 为和频晶体的有效非线性系数; $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ 为和频过程中的相位失配因子 (k_1, k_2, k_3 为对应光束波矢); c 为真空光速.

对于 1064 nm 基频光和 532 nm 二次谐波和频产生 355 nm 三次谐波的相互作用过程, 1064 nm 和 532 nm 激光功率密度相对可比且所求情况为高效率转换, 故不能按照小信号模型处理, 因此, 分别将三个光束对应条件代入三波耦合组中求解. 由能量守恒和动量守恒, 可知入射光束总能量和输出和频光束的总能量相等, 设总功率密度为 P , 设

$$E = \left(\frac{2P\omega_j}{n_j \varepsilon_0 c} \right)^{\frac{1}{2}} u_j e^{i\phi_j}, \quad j = 1, 2, 3, \quad (2)$$

$$\xi = \frac{\varepsilon_0}{2P} \cdot d_{\text{eff}} \cdot \left(\frac{8P^3 \omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3 c^3 \varepsilon_0^3} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot z, \quad (3)$$

$$\theta = \phi_1 + \phi_2 - \phi_3 + \Delta k \cdot z, \quad (4)$$

式中, ε_0 为真空介电常数; ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 为对应光束相位. 将 (2)—(4) 式代入 (1) 式中, 可得到

$$\begin{aligned} \frac{du_1}{d\xi} &= -u_2 u_3 \sin \theta, \\ \frac{du_2}{d\xi} &= -u_1 u_3 \sin \theta, \\ \frac{du_3}{d\xi} &= u_1 u_2 \sin \theta, \\ \frac{d\theta}{d\xi} &= \Delta s + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \cdot \frac{d}{d\xi} [\ln(u_1 u_2 u_3)], \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $\Delta s = \Delta k \cdot z / \xi$. 假设 ω_1 输入光束的功率密度与总功率密度之比为 R , ω_1 输入光束的功率密度与 ω_2 输入光束的功率密度之比为 M , 即

$$R = \frac{P_{\omega_1}}{P}, \quad M = \frac{P_{\omega_1}}{P_{\omega_2}}, \quad (6)$$

式中, $P_{\omega_1}, P_{\omega_2}, P_{\omega_3}$ 分别为 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 光束输入到和频晶体的功率密度, 则和频过程的初始条件为

$$P_{\omega_1} = RP, \quad P_{\omega_2} = (1 - R)P, \quad P_{\omega_3} = 0. \quad (7)$$

将 (7) 式代入方程组 (5) 中, 解得和频过程中三个波长光束功率密度在晶体中的变化情况, 产生的 355 nm 激光功率密度一般情况下是雅可比椭圆函数的平方.

当 $R = \omega_1 / (\omega_1 + \omega_2)$, 即 $M = \omega_1 : \omega_2$ 时, 入射光束功率密度之比等于其频率之比, 基频光和二次谐波光的光子数相同, 每产生一个 355 nm 和频光子就消耗一个 1064 nm 基频光光子和一个 532 nm 倍频光光子, 进而椭圆函数转化为双曲线函数. 此时 355 nm 和频光要达到转换效率峰值所需要的晶体长度较长.

当 $R \neq \omega_1 / (\omega_1 + \omega_2)$, 即 $M \neq \omega_1 : \omega_2$ 时, 输入光束光子不是严格按照频率配比, 则输出的 355 nm 和频光束功率密度将随着和频晶体的长度发生周期性的变化, 且 1064 nm 基频光光子数占比越高, 功率密度变化的周期越短. 通过改变入射光束的功率密度之比, 就可以有效地改变和频输出的最优晶体长度, 从而获得更高功率的紫外 355 nm 激光输出.

和频晶体对于不同频率的光束吸收效应不同, 用吸收系数 α_j ($j = 1, 2, 3$) 表示晶体对于不同频率光束的吸收效应, 如 (8) 式所示, 在原三波耦合方程中加入晶体吸收项 $\alpha_j E_j$, 使原方程组的解由周

期性转变为逐步衰减振荡. 同时, 和频过程中 355 nm 紫外光走离角度为 17.9 mrad, 产生的 355 nm 紫外光会逐渐与入射光束分离, 影响最终输出的效率和光束质量. 要得到高效、高质量输出的紫外 355 nm 激光, 缩短晶体长度从而减少吸收和走离效应影响是一个重要的途径.

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dz} + \alpha_1 E_1 &= \frac{i\omega_1}{cn_1} d_{\text{eff}} E_2^* E_3 \exp(-i\Delta kz), \\ \frac{dE_2}{dz} + \alpha_2 E_2 &= \frac{i\omega_2}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^* E_3 \exp(-i\Delta kz), \\ \frac{dE_3}{dz} + \alpha_3 E_3 &= \frac{i\omega_3}{cn_3} d_{\text{eff}} E_1 E_2 \exp(i\Delta kz). \end{aligned} \quad (8)$$

3 数值模拟结果

根据市场调研, 本文以市场上常见的 355 nm 皮秒激光器为参考. 目前, 常用的皮秒 1064 nm 种子源参数是功率为 33 W, 脉冲宽度为 10 ps, 重复频率为 200 kHz, 基于此条件进行模拟计算.

在理想条件下, 和频产生紫外 355 nm 皮秒激光的过程中, 每产生一个 355 nm 光子需要转换一个 1064 nm 光子和一个 532 nm 光子, 则入射到 LBO 和频晶体中的 1064 nm 基频光与 532 nm 倍频光功率密度之比 M 应为 1:2, 即光子数之比为 1:1, 532 nm 倍频转换效率约为 66.7%. 在 LBO 和频晶体中, 三个波长光束功率密度随晶体长度变化曲线如图 2 所示, 随着晶体长度的增长, 355 nm 和频光束功率密度逐渐增加至逼近峰值, 此时 1064 nm 和 532 nm 入射光基本全部转化为 355 nm 和频

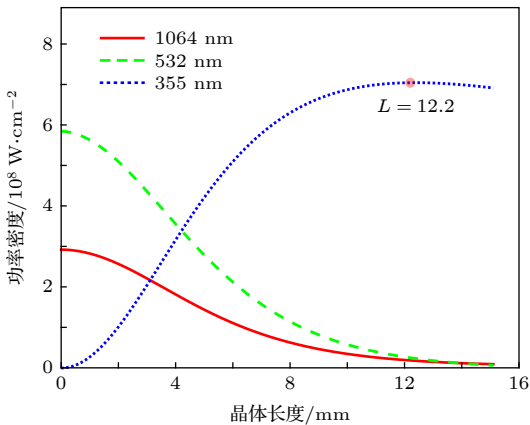


图 2 $M = 1:2$ 时晶体中 1064, 532 和 355 nm 功率密度变化曲线

Fig. 2. Power density curves of 1064, 532 and 355 nm laser in crystal with $M = 1:2$.

光, 但达到峰值功率密度的晶体长度较长, 所需的晶体长度 L 为 12.2 mm. 对于 LBO 和频晶体, 由于三个波长光束的折射率不同造成群速度色散失配和互相空间走离, 随着晶体长度的增长, 三个波长光束在时域和空间域上都逐渐分离, 造成和频效率的下降且影响光斑质量. 若要保持较高的光束质量和减少走离影响, 则需要减小和频 LBO 晶体的长度, 这限制了紫外 355 nm 输出的转换效率.

为了解决和频晶体过长所带来的影响, 目前传统的方案是在 1064 nm 基频光倍频产生 532 nm 二次谐波的过程中主动限制转换效率到 50%, 使入射到和频晶体的 1064 nm 基频光和 532 nm 倍频光的功率密度之比 $M = 1:1$. 此时, LBO 和频晶体中的三个波长光束功率密度变化如图 3 所示. 由于限制了 532 nm 的入射功率, 改变了基频光和倍频光的光子数之比, 532 nm 光子数量相对较少, 则其与 1064 nm 光子互相作用和频产生 355 nm 光子的概率增大, 使 355 nm 的功率密度在较短的晶体长度 $L = 8$ mm 时即可达到峰值. 此时, 1064 nm 光子仍有剩余, 剩余 1064 nm 的光子会和 355 nm 光子作用从而发生回流, 使 355 nm 光子转换为 1064 和 532 nm 光子, 并且伴随着吸收损耗和相位失配的影响最终使三个波长的功率密度逐步振荡衰减.

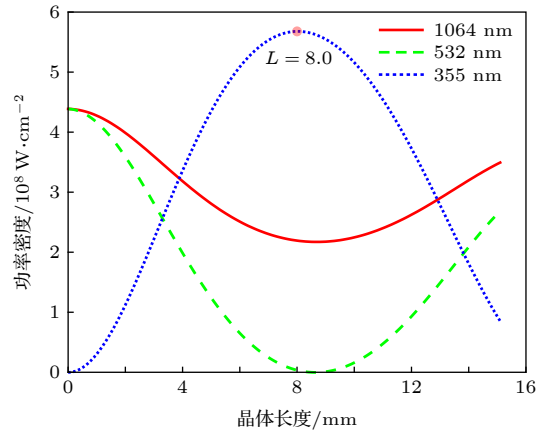


图 3 $M = 1:1$ 时晶体中 1064, 532, 和 355 nm 功率密度变化曲线

Fig. 3. Power density curves of 1064, 532 and 355 nm laser in crystal with $M = 1:1$.

传统方案在一定程度上解决了和频晶体过长带来的吸收和走离影响, 但由于其在倍频时限制了 532 nm 倍频光的转换效率, 使入射到和频晶体的 532 nm 倍频光功率降低, 导致最终 355 nm 紫

外光的输出功率受到了限制. 传统方案产生的紫外 355 nm 输出功率如图 4 所示. 355 nm 输出功率在 $L = 8$ mm 时达到峰值, 峰值功率约为 19.4 W, 相对于入射 532 nm 光子数转换率约为 78%.

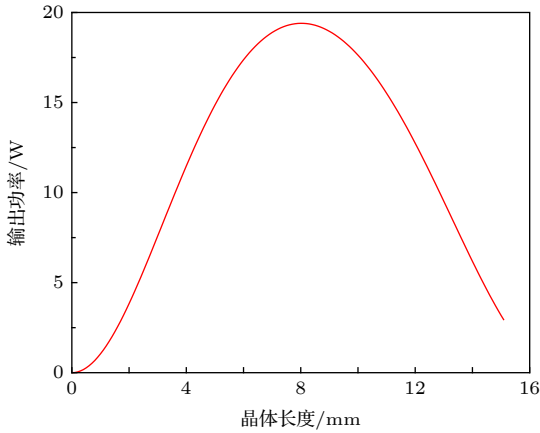


图 4 传统方案紫外 355 nm 输出功率与晶体长度关系曲线
Fig. 4. Relationship between UV 355 nm output power and crystal length under traditional scheme.

不同于传统方案限制倍频效率来控制倍频时的入射功率配比, 基频放大方案在倍频时可以保证 532 nm 的高转换效率, 倍频后对基频光 1064 nm 进行分离并放大, 调节入射到和频晶体的 1064 nm 基频光与 532 nm 倍频光的功率密度之比 M . 通过基频放大技术可以进一步提高 M 值的大小, 由理想状态的 $M = 1:2$ 变大到 $2:2$, $3:2$, 甚至更高. 在 1064 和 532 nm 不同功率密度配比下, 355 nm 和频光相对 532 nm 入射光子数的转换效率如图 5 所示. 当 532 nm 入射功率密度保持不变, 改变 1064 nm 入射功率密度, 随着功率密度之比 M 的增大, 峰值转换效率随之提高, 且达到 355 nm 和频转换效率峰值所需的 LBO 晶体长度变短. 不同 M 值条件下, 和频转换效率极值所对应的晶体长度如表 1 所示. 峰值转换效率主要由光子数相对较少的 532 nm 倍频光的功率密度以及和频晶体 LBO 对其的吸收决定, 达到峰值的 LBO 晶体长度则是由光子数相对较多的 1064 nm 基频光的功率密度决定. 该模拟结果与 Ueda 等^[19] 在进行紫外皮秒 355 nm 和频时不同入射条件下的实验数据相一致, 其增大了入射到和频晶体的功率密度之比 M , 使入射光束的光子数之差增大, 和频转换效率提高. 所以, 为了获得更高转换效率的 355 nm 紫外光输出, 可以在前级倍频产生 532 nm 二次谐波时不考虑光子数配比, 只追求更高功率密度的

532 nm 倍频输出, 之后再对 1064 nm 基频光进行放大, 使最终和频产生 355 nm 和频晶体可以在足够短的条件下把入射光高效转换, 避免晶体过长带来的吸收损耗和走离影响.

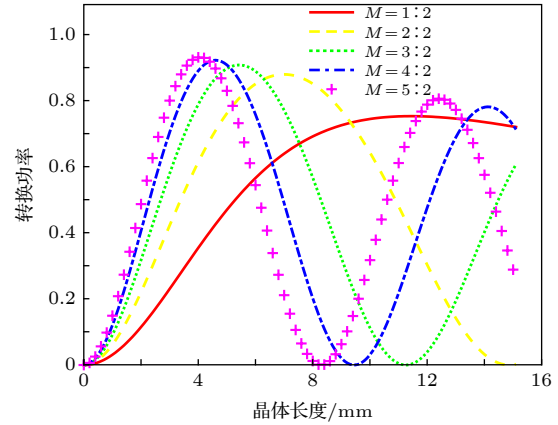


图 5 不同功率密度配比 M 对晶体长度和转换效率的影响
Fig. 5. Effect of different power density ratios M on crystal length and conversion efficiency.

表 1 不同功率密度配比 M 条件下峰值转换效率对应的晶体长度

Table 1. Crystal lengths corresponding to the peak conversion as to different power density ratios M .

M	1:2	2:2	3:2	4:2	5:2
晶体长度/mm	12.2	7.0	5.4	4.6	4.1

基频放大方案在倍频时保证了 532 nm 倍频光的转换效率可达 65% 甚至更高, 采用基频光分离并放大的方式也使最后和频时 1064 nm 基频光和 532 nm 倍频光功率密度之比提高. 本文以 65% 倍频效率为参考, 入射到和频晶体的 532 nm 光功率约为 21 W. 考虑到实际条件对基频放大的限制, 基频光由 12 W 放大到 21 W, LBO 和频晶体的入射光功率密度之比 M 采用 1:1 的比例进行和频. 基频放大方案所产生的紫外皮秒 355 nm 输出效率如图 6 所示. 采用基频放大方案最终可以产生 27.3 W 左右 355 nm 紫外光, 相对 532 nm 倍频光子数的转换效率约为 85.7%, 而传统方案仅能产生 19.4 W 左右 355 nm 紫外光, 转换效率约为 78%. 相较于传统方案, 经过基频分离放大后, 紫外皮秒 355 nm 输出功率由原来的 19.4 W 提高到 27.3 W, 提高 40% 以上, 同时使和频晶体最适长度缩短, 最适长度 L 由 8 mm 缩短到 7 mm, 晶体吸收和走离影响减少, 光束质量更优.

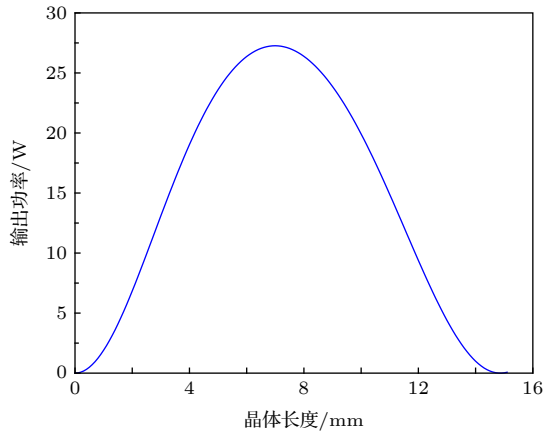


图 6 基频放大方案紫外 355 nm 输出功率与晶体长度关系曲线

Fig. 6. Relationship between UV 355 nm output power and crystal length based on fundamental frequency amplification.

4 结 论

本文通过理论计算和数值模拟分析了不同功率密度配比下的入射光与和频光在晶体中的功率密度变化, 对比了不同功率密度配比下的最佳晶体长度, 提出了一种新的提高和频转换效率的方案. 不同于传统过程中需要控制倍频效率以保证入射到和频晶体的光束功率密度配比, 该方案在倍频过程中 532 nm 二次谐波以高转换效率输出, 之后再 将 1064 nm 基频光分离并通过光放大技术进行功率密度放大, 使得最终入射到 LBO 和频晶体时只需要较短的晶体长度即可达到转换效率峰值, 从而减小晶体的吸收损耗和色散影响, 使输出功率提高 40%, 最终得到高效的紫外皮秒 355 nm 激光输出.

参考文献

[1] Klein-Wiele J H, Bekesi J, Simon P 2004 *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* **79** 775

[2] Chen T C, Darling R B 2008 *J. Mater. Process. Technol.* **198** 248
 [3] Norreys P A, Zepf M, Moustazis S, Fews A P, Zhang J, Lee P, Bakarezos M, Danson C N, Dyson A, Gibbon P, Loukakos P, Neely D, Walsh F N, Wark J S, Dangor A E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1832
 [4] Gray R J, Yuan X H, Carroll D C, Brenner C M, Coury M, Quinn M N, Tresca O, Zielbauer B, Aurand B, Bagnoud V, Fils J, Kühl T, Lin X X, Li C, Li Y T, Roth M, Neely D, McKenna P 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 171502
 [5] Raith A, Perkins W T, Pearce N J G, Jeffries T E 1996 *Fresenius' J. Anal. Chem.* **355** 789
 [6] Ubachs W, Eikema K S E, Hogervorst W, Cacciani P C 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 2469
 [7] Francis A L, Warner J W, Telfair W B, Yoder P R, Martin C A 1989 *Arch. Ophthalmol.* **107** 131
 [8] Sharp D G 1939 *J. Bacteriol.* **37** 447
 [9] Rastogi V K, Wallace L, Smith L S 2007 *Mil. Med.* **172** 1166
 [10] Craxton R S 1980 *Opt. Commun.* **34** 474
 [11] Hodgson N, Dudley D, Gruber L, Jordan W, Hoffman H 2001 *Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics* Baltimore, MD, USA, May 11, 2001 p389
 [12] Wang C X, Wang G Y, Hicks A V, Dudley D R, Pang H Y, Hodgson N 2006 *Solid State Lasers XV: Technology and Devices* (Vol. 6100) (San Francisco: SPIE) p610019
 [13] Zhu P, Li D, Liu Q, Chen J, Fu S, Shi P, Du K, Loosen P 2013 *Opt. Lett.* **38** 4716
 [14] Yap Y K, Inagaki M, Nakajima S, Mori Y, Sasaki T 1996 *Opt. Lett.* **21** 1348
 [15] Zhang J, Wang L, Wu Y, Wang G, Fu P, Wu Y 2011 *Opt. Express* **19** 16722
 [16] Zhang J, Wang L, Li Y, Wang G, Zhang G, Wu Y 2012 *Opt. Express* **20** 16490
 [17] Li K, Zhang L, Xu D, Zhang G, Yu H, Wang Y, Shan F, Wang L 2014 *Opt. Lett.* **39** 3305
 [18] You C H, Fan Q K, Lu Z Q, You G M 1989 *Acta Opt. Sin.* **9** 401 (in Chinese) [尤晨华, 范琦康, 陆祖康, 尤桂铭 1989 *光学学报* **9** 401]
 [19] Ueda K, Oritani Y, Takahashi Y, Okada G, Mori Y, Yoshimura M 2016 *Opt. Express* **24** 30465
 [20] Huang J Y, Shen Y R, Chen C, Wu B 1991 *Appl. Phys. Lett.* **58** 1579
 [21] Armstrong J A, Bloembergen N, Ducuing J, Pershan P S 1962 *Phys. Rev.* **127** 1918
 [22] Yao J Q 1995 *Technic of Nonlinear Optical Frequency Conversion and Laser Tunable Technic* (Beijing: Science Press) p69 (in Chinese) [姚建铨 1995 *非线性光学频率变换及激光调谐技术* (北京: 科学出版社) 第69页]

Ultraviolet picosecond conversion efficiency improvement system at 355 nm based on fundamental frequency laser amplified*

Zhang Xu-Dong Chu Yu-Xi[†] Jia Wei Hu Ming-Lie

(*Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Key Laboratory of Opto-Electronic Information Technology (Ministry of Education), Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

(Received 5 June 2019; revised manuscript received 2 August 2019)

Abstract

In recent years, picosecond laser in ultraviolet (UV) has manifested great importance for applications both in science and industry, such as biomedical research, micro machining, etc. Now, the well proven approach to generating ultra-short UV pulses is extra-cavity frequency conversion based on nonlinear optical (NLO) crystal, due to the lack of suitable laser sources directly generating UV laser. In this process of harmonic generation, the length of nonlinear crystal is an important factor affecting the conversion efficiency and beam-quality. The optimal length of the nonlinear crystal is influenced by incident laser parameters and crystal absorption coefficient. At present, for the UV 355 nm picosecond laser generated from extra-cavity sum frequency, published are few reports about detailed analysis and research on the influence of photon ratio of the incident laser beams and nonlinear crystal absorption on optimal length of sum frequency crystal. In this paper, the steady-state solutions with the highest conversion efficiency under different incident conditions are obtained by theoretical analysis and numerical simulation of the three waves coupling equations. The effects of different photon ratios and absorption effect of the sum frequency crystal on the optimum crystal length are analyzed. We propose a solution based on the fundamental frequency laser amplified to shorten crystal length and improve conversion efficiency. In this scheme, the 532 nm second harmonic laser with a high conversion efficiency over 65% can be achieved by LiB_3O_5 crystal. After that, the 1064 nm fundamental frequency laser is separated from the second harmonic laser, and then it is amplified by the Nd:YVO_4 laser crystal pumped by an 808 nm laser diode. Finally, the ultraviolet 355 nm picosecond laser is obtained by combining the 1064 nm fundamental frequency laser with the 532 nm second harmonic laser in the LiB_3O_5 crystal. The simulation results show that the incident photon ratio of the sum frequency reaction can be changed by amplifying the residual fundamental frequency laser, and the optimum length of the sum-frequency crystal corresponding to the highest conversion efficiency can be shortened. Meanwhile, the absorption and walk-away effect of the sum frequency crystal can be also reduced. The final 355 nm laser output power can be increased more than 40 percent compared with the traditional scheme of early reports. In consequence, the high sum frequency conversion efficiency of the UV 355 nm picosecond laser can be obtained by changing the photo ratio of the incident laser beams through amplifying the fundamental frequency laser.

Keywords: ultraviolet picosecond 355 nm laser, sum frequency, fundamental frequency laser amplified, LiB_3O_5 crystal

PACS: 06.60.Jn, 42.60.-v, 42.60.Lh, 42.65.Ky

DOI: [10.7498/aps.68.20190876](https://doi.org/10.7498/aps.68.20190876)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61805174, 61535009, 61827821, 61377041, 11527808).

[†] Corresponding author. E-mail: chuyuxi@tju.edu.cn