

利用椭圆高斯光束产生 266 nm 紫外连续激光*

陈国柱 沈咏 刘曲 邹宏新†

(国防科学技术大学理学院物理系, 长沙 410073)

(2013年8月26日收到; 2013年10月28日收到修改稿)

本文采用商用 532 nm 激光器作为基频光源, 利用偏硼酸钡 (β -BBO) 晶体进行外腔倍频, 实现了 266 nm 连续激光的高效输出. 文中详细模拟了 BBO 晶体中的束腰形状对倍频效率的影响, 仿真和实验结果均表明椭圆高斯光束可以有效改善走离效应, 提高倍频转换效率. 通过优化蝶形倍频腔, 可以使椭圆高斯光束在腔内共振, 当 1 W 基频光输入时可输出约 180 mW 的 266 nm 紫外连续激光, 倍频转换效率达到 18%.

关键词: 紫外连续激光, 倍频, 偏硼酸钡晶体, 椭圆高斯光束

PACS: 42.65.Ky, 42.79.Nv, 42.72.Bj

DOI: 10.7498/aps.63.054204

1 引言

C 波段紫外激光是目前先进激光技术研究的重点方向之一, 也是国际上竞相研究与开发的一个波段. 它在半导体光刻、高密度光盘存储、精细材料加工、医疗、高精度光谱分析等领域有着极其重要的应用. 目前工业上最常用的准分子激光器最短波长可以到 157 nm, 但无法实现连续光运转, 不能满足精密测量、原子分子谱线研究等科研领域的需要. 由于缺乏紫外波段的激光介质, 固体激光器无法直接产生紫外激光, 因此需要采用非线性频率变换的方式产生, 最常用的就是倍频技术^[1].

目前用于产生紫外或真空紫外激光的非线性晶体主要有 BBO, LBO, CBO, CLBO, KBBF 等. 根据晶体透光范围和相位匹配范围的不同, 不同晶体适用的波长也不一样, 对于倍频产生 205—278 nm 波段的激光, 主要选用 BBO 晶体. 基于 BBO 晶体产生 266 nm 激光是 UVC 波段的一个典型例子. 关于产生脉冲光 266 nm 的研究, 国内外有较多报道^[2-10], 技术也相对成熟. 但对于产生连续光 266 nm 的研究则相对较少^[11]. 1995 年, Oka 等^[12]采用 BBO 晶体利用外腔倍频将 2.9 W 的 532 nm 绿光转

换为 1.5 W 的 266 nm 紫外连续激光, 转换效率约 50%, 但上述结果是在没有锁定情况下获得的. 事实上, 由于 BBO 晶体对 266 nm 激光会产生较强的光折变效应^[13], 实验中很难获得超过 180 mW 的连续激光输出^[14]. 在其附近波长, Steinbach 等^[15]用 BBO 晶体通过调整光斑为椭圆形状将 1.9 W 的 515 nm 光转换为 500 mW 的 257 nm 连续激光, 转换效率约为 26%, 当输入功率更高时, 光学腔则无法锁定. 2007 年, Ostroumov 等^[16]用 BBO 晶体倍频得到 620 mW 的 261 nm 紫外连续光, 倍频效率 12.4%. 2007 年, Herskind 等^[17]用 BBO 晶体将 845 mW 的 544 nm 光转换为 115 mW 的 272 nm 连续倍频光, 倍频效率约为 14%.

文献^[15]提出了椭圆聚焦光束可以有效改善光走离效应, 提高倍频转换效率, 并在实验上采用柱面镜环形腔进行了验证, 但该文仅针对几种特殊情况进行了仿真计算, 而且所采用的柱面镜腔在实验中很难模式匹配, 调节难度大. 本文在该文献的基础上, 针对 BBO 晶体倍频产生 266 nm 的过程, 详细计算了各种束腰尺寸对倍频效率的影响, 并在实验上采用球面镜碟形腔进行了验证, 当 1 W 的 532 nm 基频光输入时, 可获得超过 180 mW 的紫外倍频光, 倍频效率 18%.

* 国防科学技术大学科学研究计划项目 (批准号: DC11-02-13)、湖南省自然科学基金 (批准号: 11JJ2004) 和国家自然科学基金 (批准号: 11204374) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hxzou@nudt.edu.cn

2 束腰尺寸对倍频效率的影响

Boyd-Kleinman^[18]指出, 在非线形单轴晶体中, 二次谐波产生 (SHG) 功率与聚焦参数存在如下关系:

$$\eta = P_2/P_1 = [(2\omega_1^2 d_{\text{eff}}^2) / (\pi n_1^2 n_2 \varepsilon_0 c^3)] \times P_1 l k_1 h(\sigma, B, \xi), \quad (1)$$

式中 η 为倍频效率, P_1, P_2 分别为入射光与倍频光的功率, ω_1 为入射光频率, d_{eff} 是有效非线性系数, n_1, n_2 分别是入射光和倍频光的折射率, ε_0 是真空介电常数, c 是光速, l 是晶体长度, k_1 是在晶体中基频光的波矢. $h(\sigma, B, \xi)$ 函数描述了聚焦参数、走离角、相位失谐等参数对倍频效率的影响, 与 σ, B, ξ 有关,

$$h(\sigma, B, \xi) = \frac{1}{4\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{e^{i\sigma(\tau-\tau')} e^{-B^2(\tau-\tau')^2/\xi}}{(1+i\tau)(1-i\tau')} d\tau d\tau', \quad (2)$$

其中, $\sigma = b\Delta k/2, \Delta k = 2k_1 - k_2, B = (\rho\sqrt{lk_1})/2, \xi = l/b, b = \omega_0^2 k_1, \omega_0$ 为束腰大小, Δk 是相位失配因子, ρ 是走离角, 对应的 B 则是走离度, ξ 是聚焦参数^[19]. 从上面的表达式中可以看出, 倍频效率主要取决于基频光功率 P_1 和描述光束特性的 $h(\sigma, B, \xi)$ 函数. 假设基频光功率一定, 则倍频效率就完全取决于 h 函数了, 原则上, 通过调整参数使 $h(\sigma, B, \xi)$ 函数最优化, 应该可以提高倍频效率.

在 Boyd-Kleinman 给出的模型中, 优化 $h(\sigma, B, \xi)$ 函数所用的高斯光束为圆形, 在某些条件下椭圆高斯光束使得 $h(\sigma, B, \xi)$ 函数最优化, 例如在有严重走离角的 BBO 晶体中. 对于椭圆形束腰^[15], 可以将聚焦参数分为两个正交方向, 记为 ξ_x, ξ_y , 则 $h(\sigma, B, \xi)$ 函数重写为

$$h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y) = \frac{\sqrt{\xi_x \xi_y}}{l^2} \times \int_0^l \int_0^l \frac{e^{i\Delta k(z'-z)} e^{-4B^2(z'-z)^2 \xi_y / l^2} dz dz'}{\sqrt{1+i\tau'_x} \sqrt{1+i\tau'_y} \sqrt{1-i\tau'_x} \sqrt{1-i\tau'_y}}. \quad (3)$$

这里考虑走离角对应应在 y 方向, 式中聚焦参数 $\xi_i = l/b_i, b_i = \omega_{0i}^2 k_1, i = x, y, \omega_{0x}, \omega_{0y}$ 分别为在 x 和 y 方向上的束腰大小, l 是晶体长度,

$\tau_i = 2 \left(\frac{z - f_i}{b_i} \right), \tau'_i = 2 \left(\frac{z' - f_i}{b_i} \right)$. 当调整激光束腰至晶体中心时, 二次谐波产生功率最大, 因此取 $f_x = f_y = l/2$. 若选定一种晶体, 则走离度 B 也就确定, 波矢失配 Δk 可以通过调整温度和晶体的切割角达到最优值, 此时, $h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y)$ 函数与两个垂直方向的聚焦参数 ξ_x, ξ_y 有关. 只要取得合适的 ξ_x, ξ_y 值, 使 $h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y)$ 达到或者接近最大值, 则可显著提高倍频效率.

当晶体和波长确定时, (2) 式中各个参数的最优值就惟一确定了, 可选择范围非常有限. (3) 式通过将聚焦参数 ξ 分解为两个正交分量, 即将圆高斯光束变为椭圆高斯光束, 来寻找最优的 h 值, 增加了参数可选择范围. 下面将根据 (3) 式来计算不同形状的束腰对 h 值的影响.

图 1 中分别取了 6 组数据, Δk 已经最优化, 即 $\Delta k = 0$ 或 $\Delta k \approx 0. B = 0$ 表示晶体走离角为 0, 对于 BBO 晶体, 考虑 532 nm 倍频产生 266 nm 激光的过程, 对应 $B = 16$ 这条曲线, 与之类似的图在文献^[15]中也有描述. 为了找出最合适的聚焦参数来提高倍频效率, 图 1 中的曲线过于片面. 图 2 是在最优化 $\Delta k = 0, B = 16$ 的条件下, 由 (3) 式求得的 $h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y)$ 关于 ω_{0x}, ω_{0y} (ξ_x, ξ_y 与 ω_{0x}, ω_{0y} 有关) 的分布图.

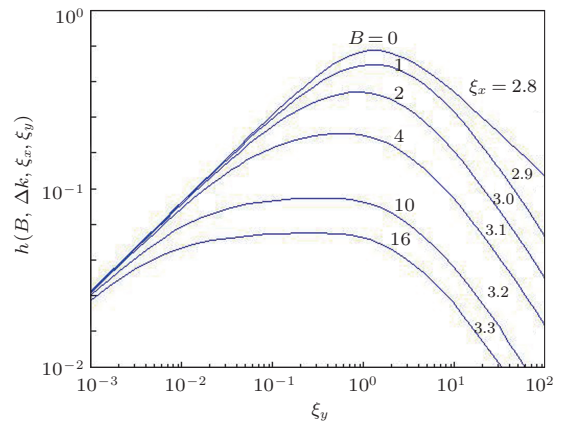


图 1 $h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y)$ 函数在不同的 ξ_x 值与走离度 B 组合下, 关于 ξ_y 的曲线分布图

由此看出, 若采用圆形聚焦 (对应图 2 上的对角实线), 倍频效率并不能达到最高. 但采用合适的椭圆形光斑, 则可显著提高倍频效率, 而且束腰尺寸范围更大一些. 实验中, 利用我们现有的球面镜碟形腔很难调到最高点, 这会使光学谐振腔进入非稳区, 考虑到 BBO 晶体在 532 nm 倍频产生 266 nm 时的接收角只有 0.37 mrad·cm, 太小的束腰尺寸也会减小参与非线性作用的有效区域, 因此将束腰大

小调整到 $h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y)$ 函数最大值的 80% 范围内, 也不失为实际有效的选择, 如图 3 所示.

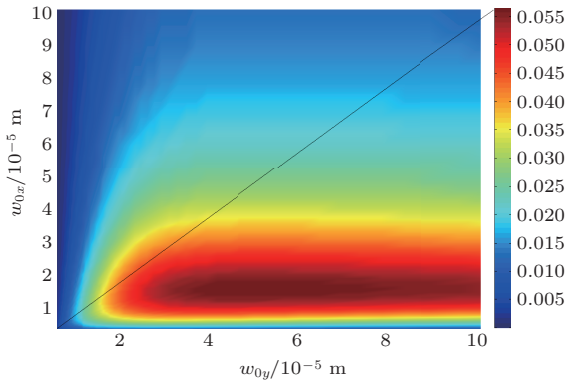


图 2 (网刊彩色) $h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y)$ 函数与两垂直方向束腰大小 ω_{0x}, ω_{0y} 的分布图, 其中的实线表示圆聚焦所对应的 h 值

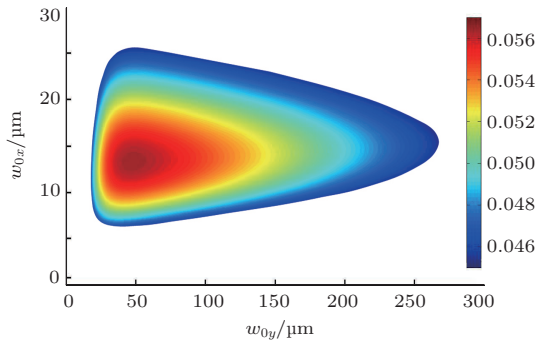


图 3 (网刊彩色) $h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y)$ 最大值的 80% 及以上区域分布

3 实验方案及结果

具体的实验方案如图 4 所示, 相干公司生产的 Verdi-6 所产生的 532 nm 连续激光作为基频抽运光, 通过一个半波片和一个偏振分束棱镜 (PBS) 组合进行光功率的控制, 同时保证输入激光是水平偏振. 然后经过两个透镜进行模式匹配, 使得入射基频光的束腰在倍频腔镜 M_1 和 M_2 中间, 设计束腰大小为 75 μm , 实验上测得模式匹配效率约为 95%. 倍频腔前的半波片用于微调输入基频光的偏振方向, 与输入耦合镜 M_1 反射光路共同构成锁腔回路, 便于采用 Hansch-Couillaud 方法^[20] 进行腔长锁定.

BBO 晶体尺寸 7 mm \times 7 mm \times 3 mm, 端面切成布鲁斯特角, 用于对基频光水平偏振增透, 采用 I 类相位匹配, 相位匹配角 $\theta = 47.7^\circ$, 晶体对于 532 nm 的折射率为 1.674, 因此布鲁斯特角设计成 59.1° . 腔镜 M_1 为输入耦合镜, 透射率为 0.7%, 其余三个腔镜均对 532 nm 高反, 反射率大于 99.9%, 实验上测得输入耦合效率可达 85%. 晶体对 266 nm 的透过率大约为 92%, 输出耦合镜对 266 nm 的透过率为 81%. 在低输入功率 (小于 300 mW) 扫腔时, 腔的精细度 (finesse) 约为 314, 当输入功率提高到 1 W 时, 由于腔内吸收增强, 腔精细度降为 240.

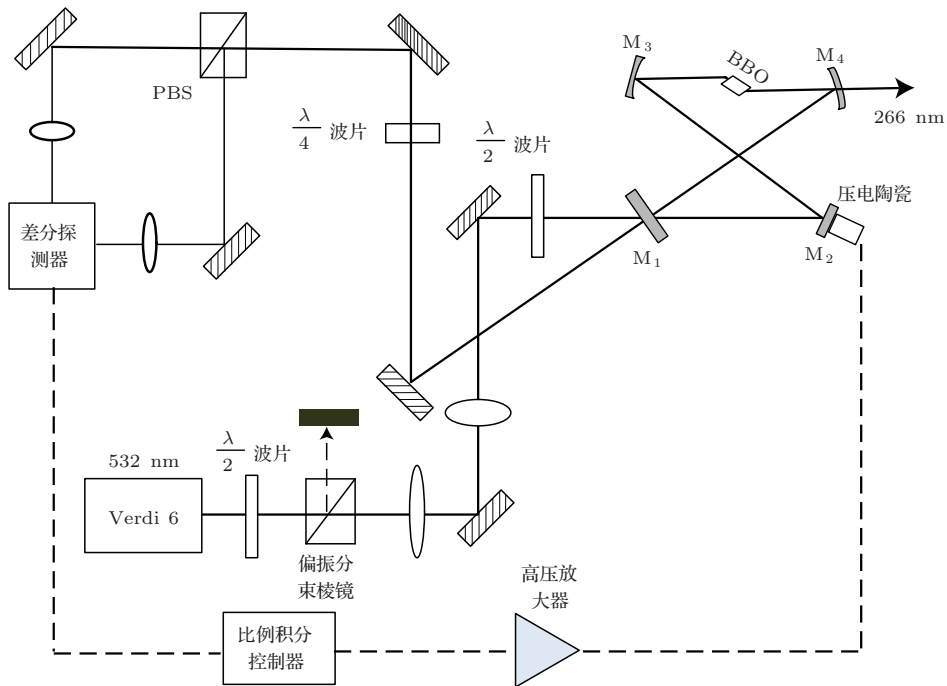


图 4 532 nm 倍频产生 266 nm 激光的实验装置图

图 4 中的倍频腔镜 M_1 和 M_2 是平面镜, M_3 和 M_4 是平凹球面镜, $R_1 = R_2 = 50$ mm, 通过仔细调节 M_3 和 M_4 之间的距离可以使得晶体中心位置处的束腰大小分别为 $\omega_{1x} = 18 \mu\text{m}$, $22 \mu\text{m}$, $26 \mu\text{m}$, $30 \mu\text{m}$, $\omega_{1y} = 26 \mu\text{m}$. 扫描腔镜 M_2 上的压电陶瓷, 并改变输入的 532 nm 抽运光功率可得到扫描模式下输出的 266 nm 倍频光随输入光功率的变化关系. 扫描信号为三角波, 频率为 50 Hz, 通过对探测器的输出电压采用标准功率计进行标定后可得到图 5 所示的结果, 这里的功率对应了探测器的峰值电压. 图 5 (a) 是输出倍频功率随输入基频抽运光功率的变化关系, 其中实线是由 (1) 式理论计算出的结果, 标记“x”, “o”, “+”, “□”代表了 ω_{1x} 分别为 $18 \mu\text{m}$, $22 \mu\text{m}$, $26 \mu\text{m}$, $30 \mu\text{m}$ 时所测得的实验数据, 实线、点线、虚线、点虚线的 ω_{1x} 分别为 $18 \mu\text{m}$, $22 \mu\text{m}$, $26 \mu\text{m}$, $30 \mu\text{m}$ 时的理论数据. 图 5 (b) 所示的倍频效率与抽运光功率之间的关系是由图 5 (a) 的数据推导出的, 来源于同一套数据. 可以看出, 当输入抽运光功率比较低时, 理论与实验结果符合得非常好. 但是, 从图 5 中可以看出, 理论和实验数据在加大抽运功率时偏差也在逐渐增大, 这是因为理论模型没有考虑大功率激光会导致腔模变形所致.

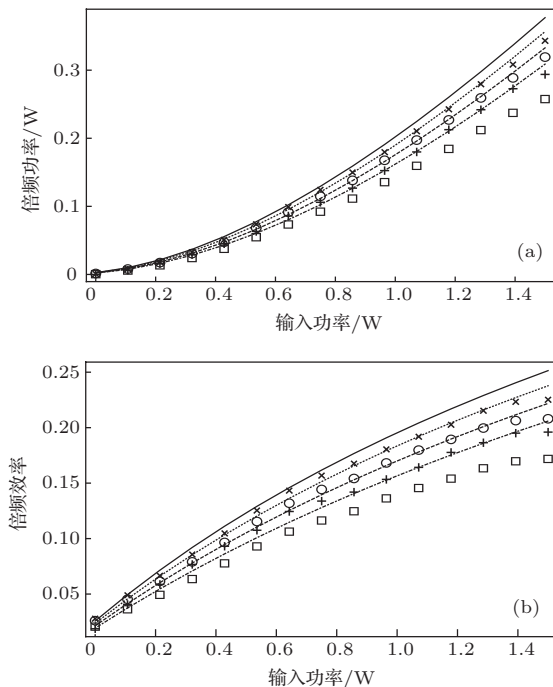


图 5 在不同束腰尺寸下输出倍频光功率和倍频效率随输入抽运光功率的关系 (a) 50 Hz 三角波扫描时, 输出 266 nm 倍频激光功率随 532 nm 基频抽运激光功率变化的曲线; (b) 由实验结果计算出倍频效率随抽运激光功率变化的曲线

采用上述装置, 锁定倍频腔长, 通过改变输入光功率, 得到了不同抽运光功率下产生的 266 nm 倍频光功率, 如图 6 所示. 从图中可以看出, 在输入光功率小于 1 W 时, 图 6 与图 5 对应得很好, 在 1 W 基频光输入时, 最高可得到 180 mW 的 266 nm 紫外连续激光输出, 继续增加输入光强时, 输出光功率反而开始下降, 而且晶体很快损坏, 分析其原因应该是光折变效应^[13]和热透镜效应所导致的综合结果. 这种效应主要由激光的平均功率所决定, 因此在扫描时是不明显的.

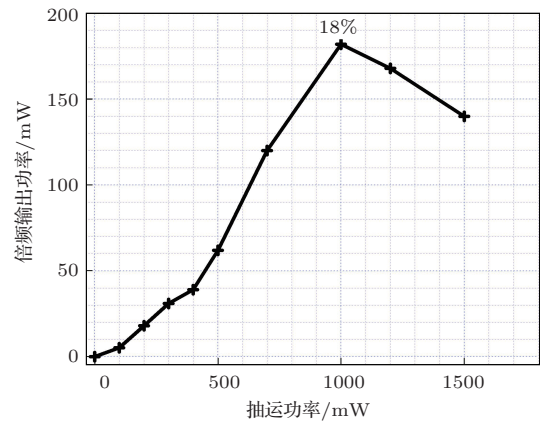


图 6 锁定倍频腔时输出 266 nm 倍频激光功率随输入光功率变化的实验结果

4 结 论

BBO 晶体具有较高的非线性系数和紫外透光特性, 可应用于 204 nm 以上的紫外倍频. 本文针对 BBO 晶体倍频产生 266 nm 连续激光的过程, 详细计算了各种束腰尺寸对倍频效率的影响, 并在实验上采用球面镜环形腔对其进行了验证, 理论和实验结果符合得很好. 通过锁定倍频腔实现了高效的 266 nm 连续激光输出, 当 1 W 的 532 nm 基频光输入时, 可获得 180 mW 的 266 nm 倍频光. 但 BBO 晶体在高功率紫外连续激光倍频中会受到光折变效应的严重影响, 导致其很难长期稳定运行. 如果能有效克服这种效应可以进一步提高紫外倍频效率和输出功率.

参考文献

- [1] Jones-Bey H 1998 *Laser Focus World* **34** 127
- [2] Knittel J, Kung A H 1997 *Optics Letters* **22** 366
- [3] Tidwell S C, Seamans J F, Lowenthal D D 1993 *Optics Letter* **18** 15
- [4] Liu Q, Yan X P, Fu X, Gong M, Wang D S 2009 *Laser Physics Letters* **6** 3

- [5] Xiang Z, Ge J H, Zhao Z G, Wang S, Liu C, Chen J 2009 *Chinese Optics Letters* **7** 502
- [6] He J L, Lu X Q, Jia Y L, Ma n B Y, Zhu S N, Zhu Y Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2106 (in Chinese) [何京良, 卢兴强, 贾玉磊, 满宝元, 祝世宁, 朱永元 2000 物理学报 **49** 2106]
- [7] Geng A C, Zhang H B, Wang G L, Bo Y, Xu Z Y, Wang X Q, Shen D Z 2007 *Journal of Optoelectronics · Laser* **18** 767
- [8] Chen G F, Du G G, Wang X H 1999 *Acta Photonica Sinica* **2** 8
- [9] Tan C Q, Zheng Q, Xue Q H 2005 *Laser & Infrared* **35** 490
- [10] Wang L R, Wang G L, Zhang X, Liu L J, Wang X Y, Zhu Y, Chen C T 2012 *Chinese Physics Letters* **29** 064203
- [11] Peng Y, Fang Z J, Zang E J 2011 *Chinese Physics Letters* **28** 104207
- [12] Oka M, Liu L Y, Wiechmann W 1995 *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. **1** 859
- [13] Xu S, Cai H, Zeng H 2007 *Optics Express* **15** 10576
- [14] Yuan X, Shen D Z, Wang X Q, Shen G Q 2005 *Journal of Synthetic Crystals* **34** 102
- [15] Steinbach A, Rauner M, Cruz F C, Bergquist J C 1996 *Optics Communications* **123** 207
- [16] Ostroumov V, Gmbh W S C, Luebeck B 2007 *Proc. of SPIE* **645** 1
- [17] Herskind P, Lindballe J, Clausen C 2007 *Optics Letters* **32** 268
- [18] Boyd G D, Kleinman D A 1968 *J. Appl. Phys* **39** 35
- [19] Chen Y F, Chen Y C 2003 *Appl. Phys. B* **76** 645
- [20] Hänsch T W, Couillaud B 1980 *Opt. Commun.* **35** 441

Generation of 266 nm continuous-wave with elliptical Gaussian beams*

Chen Guo-Zhu Shen Yong Liu Qu Zou Hong-Xin[†]

(Department of Physics, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 26 August 2013; revised manuscript received 28 October 2013)

Abstract

The 266 nm continuous-wave coherent radiation is generated by the second harmonic generation of a β -BBO crystal placed inside an external enhancement cavity. Its fundamental beam is a 532 nm laser from commercial production of Coherent Company. Impact of focusing shape of the crystal on the conversion efficiency is simulated detailedly. Theoretical and experimental results show that the elliptical focusing can decrease the walk-off effect and improve conversion efficiency of the second harmonic generation (SHG). We obtain experimentally the 266 nm radiation output of 180 mW with elliptical focusing in a BBO crystal using bowtie cavity when the fundamental wave input 1 W. The SHG conversion efficiency reaches 18%.

Keywords: ultraviolet continuous-wave laser, second harmonic generation, β -BBO crystal, elliptical Gaussian beam

PACS: 42.65.Ky, 42.79.Nv, 42.72.Bj

DOI: 10.7498/aps.63.054204

* Project supported by the Science Research Program of National University of Defense Technology, China (Grant No. DC11-02-13), the Hunan Provincial Natural Science Foundation of China (Grant No. 11JJ2004), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11204374).

[†] Corresponding author. E-mail: hxzou@nudt.edu.cn