

引用格式: LI Meng, MENG Xin, HU Jinming, et al. 210~250 nm Tunable Narrow Linewidth Ti:Sapphire Laser[J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(9):0914004

李萌, 孟鑫, 胡锦涛, 等. 210~250 nm 可调谐窄线宽钛宝石激光器[J]. 光子学报, 2022, 51(9):0914004

210~250 nm 可调谐窄线宽钛宝石激光器

李萌¹, 孟鑫¹, 胡锦涛¹, 程静静¹, 毛桂林^{1,2}

(1 江苏师范大学 物理与电子工程学院, 江苏 徐州 221116)

(2 江苏省先进激光材料与器件重点实验室, 江苏 徐州 221116)

摘要: 210~250 nm 的紫外波段(K波段)是分析物质分子结构的重要波段, 包含 2 个共轭双键的分子在这一谱段内具有较强的吸收峰。为实现这一波段激光信号连续可调谐高功率输出, 以 TEM₀₀ 模 Nd:YLF 527 nm 激光作为泵浦源, 采用光栅选频的直腔结构, 实现了钛宝石激光连续可调谐输出。通过二倍频、四倍频, 实现了 210~250 nm 的紫外激光输出, 在 220 nm 处得到最大稳定输出功率 85 mW, 在 230 nm 处获得四倍频最大转换效率 33.3%, 是进行紫外吸收光谱分析的优质光源。

关键词: 可调谐激光器; 短波紫外; 钛宝石全固态; 四倍频; 光谱分析

中图分类号: TN248

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20225109.0914004

0 引言

全固态钛宝石深紫外可调谐激光器具有稳定性好、结构紧凑、导热效率高、可调谐范围宽等优点, 通过非线性光学倍频方法产生的钛宝石深紫外可调谐激光, 与传统的宽谱光源加单色仪产生的可调谐光相比, 具有能量高、指向性好、单色性好等优点, 是进行紫外吸收光谱分析的优质光源, 尤其是在 210~250 nm 实现了连续可调谐输出, 可进行分子双共轭键分析^[1-4]。

由于全固态钛宝石深紫外可调谐激光器具有良好的应用价值, 所以一直以来都是人们研究的热点。2001 年, 中科院西安光机所以钛宝石激光为基频光, 利用 LBO 晶体产生二次谐波, 后再利用 BBO 晶体, 以和频的方法产生三次谐波, 在中心波长为 280 nm 处, 得到 2 mW 的激光, 重复频率为 100 MHz^[5]。2006 年, 德国弗劳恩霍夫激光技术研究所, 以钛宝石激光为基频光, 利用 BBO 倍频技术, 四次谐波实现了 189~255 nm 的可调谐输出, 最高功率达 50 mW^[6]。2007 年, 中国科学院物理研究所开发了一套深紫外可调谐钛宝石激光系统, 重复频率为 10 Hz, 基频波段为 780~840 nm, 单脉冲能量达到 360 mJ, 利用 LBO 晶体二倍频, 然后再利用 BBO 晶体以基频与二次谐波和频的方式产生三次谐波, 最后再利 BBO 晶体以基频与三次谐波和频的方式产生四次谐波, 最终得到了 195~210 nm 的可调谐波段, 紫外单脉冲能量最高可达到 10 mJ^[7]。2013 年, 北京理化所研发了一种可调谐深紫外皮秒激光器, 采用两块 BBO 晶体为二次谐波晶体相互补偿, 以减轻走离效应的影响, 又以 KBBF 晶体作为四次谐波晶体, 实现了 175~210 nm 的深紫外可调谐输出, 最高功率达 5 mW^[8]。2017 年, 哈尔滨工业大学以钛宝石晶体为增益介质产生基频光, 以 BBO 作为二次谐波晶体, 实现了 370~427 nm 的可调谐激光输出, 重复频率为 5 Hz, 在 395 nm 处获得最大脉冲能量 16 mJ, 二次谐波转换效率达 15.4%^[9]。虽然近些年全固态钛宝石深紫外可调谐激光器的研究取得了长足的进步, 但是紫外激光的功率和倍频转换效率仍有提高的空间, 紫外激光的可调谐带宽可以扩展至更宽的范围。

钛宝石激光器波长调谐方法通常有两种, 一是通过 Lyot 滤波器、双折射滤波片和 Etalons 标准具来调

基金项目: 国家自然科学基金青年基金(No.62005108), 江苏省高校面上项目(No.21KJB140008), 江苏师范大学研究生科研与创新项目(Nos.2020XKT789, 2020XKT790)

第一作者: 李萌(1995—), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为全固态激光器。Email: 2651908259@qq.com

导师: 毛桂林(1978—), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为固体激光、激光光谱。Email: maoguilin@jsnu.edu.cn

通讯作者: 程静静(1987—), 女, 助理实验员, 硕士, 主要研究方向为光学、通信数据处理。Email: chengjingjing_5@163.com

收稿日期: 2022-02-28; **录用日期:** 2022-06-08

<http://www.photon.ac.cn>

谐, Lyot滤波器多用于光纤激光器的线宽压缩与波长调谐, 具有插入损耗低、大消光比和可控波长间距等优点^[10-13]。双折射滤波片和Etalons标准具, 在可调谐激光器的波长调谐和线宽压缩的过程中, 多采用多片双折射滤波片与Etalons标准具组合使用的方式, 这种方法可以实现较宽谱段和较窄线宽的可调谐激光输出^[14]。另一常用方法是采用光栅来构建谐振腔, 进行选频。这种方法相较于第一种, 具有调谐谱段宽、结构简单、维护方便等优点, 线宽通常在5 GHz以内, 满足紫外波段光谱吸收测试需求^[15-17]。通常光栅调谐结构分为直腔和折叠腔。2012年, 中国科学院物理研究所开发了一种高功率窄线宽的钛宝石激光系统, 采用基于光栅的钛宝石折叠谐振腔, 通过棱镜系统扩束, 转动光栅实现选频和线宽压缩, 光栅刻线数为1 200/mm, 腔长为250 mm, 并与放大器相结合, 实现了780~820 nm激光的可调谐输出, 在790 nm处线宽小于0.4 pm, 在22 W的527 nm泵浦源激光的作用下, 实现了最大功率为6.5 W的钛宝石激光输出^[18]。相较于上述系统, 开发了一种基于光栅直腔结构的钛宝石基频腔, 通过棱镜系统扩束, 转动光栅实现选频和线宽压缩, 腔长为180 mm, 采用美国Horiba公司定制的高反射率介质膜光栅, 尺寸为40 mm×60 mm, 光栅密度为1 600/mm, 在750~1 050 nm波段, 光栅的反射率大于98%。相比于折叠腔, 直腔结构简单紧凑、易于调试, 腔长较短使得腔内纵模较少; 大尺寸、高刻线密度光栅, 使得钛宝石激光的调谐范围更宽、线宽更窄。最后获得了760~1 000 nm的可调谐激光, 经过计算激光线宽优于3 GHz。直接利用光栅构建谐振腔, 需要考虑光栅的损伤阈值, 当激光能量较高时, 容易引起光栅损伤。采用光栅加扩束棱镜的方式能够增大光斑面积, 有效降低光栅面上的能量汇聚, 减轻对光栅表面的损伤, 基于此, 开发了一套210~250 nm连续可调谐的紫外激光器。

1 激光器装置

210~250 nm连续可调谐激光器的光路如图1, 由可调谐钛宝石基频光路、LBO晶体二倍频光路和BBO晶体四倍频光路组成。该系统采用自主开发的最高输出功率12 W的TEM₀₀模Nd:YLF 527 nm激光为泵浦源, 527 nm的激光经由M₁、M₂反射镜将光路进行折叠, M₁、M₂表面镀有527 nm的高反射膜。再通过A₁、A₂两个光圈, 去除杂散光, 经由F₁聚焦透镜, 将光束会聚, F₁表面镀有527 nm的增透膜。M₃反射镜表面镀有527 nm的高反射膜, 将527 nm的激光进行转折。M₄镜基片材料为K9玻璃, 采用单面镀分光介质膜设计, 表面镀有750~1 050 nm的增透膜, 527 nm的高反射膜, 56°角放置, 对应着K9材料的布鲁斯特角, 因此在腔内不镀膜的一面对750~1050 nm的钛宝石激光的损伤为零, 527 nm的激光经过M₄反射后与钛宝石晶体相互作用, 产生760~1000 nm的激光。M₅是输出耦合镜, 对750~1 050 nm波段激光的透过率为20%, M₅与光栅构成激光谐振腔。BE是扩束系统, 腔内光线透过M₄镜, 经过BE扩束, 以利特罗角入射到光栅上。通过光栅的色散作用, 转动光栅, 将有不同波长的激光从M₅透镜输出, 输出的基频光经过M₆镜, 混在其中的527 nm激光被反射进入滤除。M₆镜表面镀有527 nm激光高反射膜和基频光增透膜, 56°角放置, 对应K9材料损失最小的布鲁斯特角。M₇、M₈是高反射镜, 将基频光进行折叠, F₂是聚焦透镜, 将基频激光束汇聚。基频光经过M₈反射镜后, 聚焦在LBO晶体上, 产生二次谐波。二次谐波经过聚焦透镜F₃, 将光束聚焦到BBO晶体

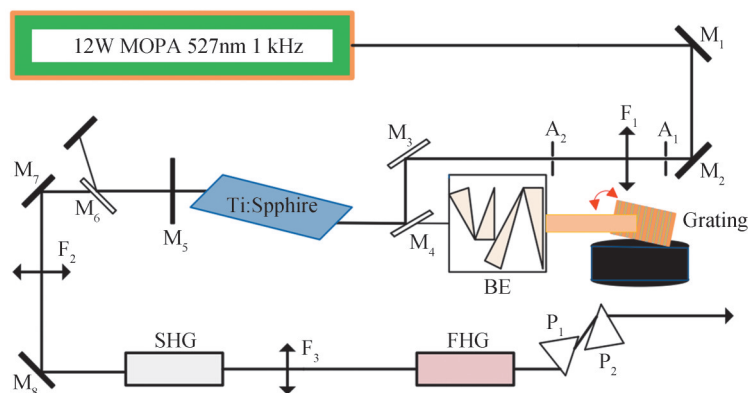


图1 紫外可调谐钛宝石激光器原理

Fig. 1 Schematic of the ultraviolet tunable Ti:Sapphire laser

上产生四次谐波,经由 P_1 、 P_2 棱镜系统色散分离基频光、二倍频光和四倍频光,最终输出210~250 nm的四倍频可调谐激光信号。

激光光路系统如图2所示,527 nm泵浦源激光增益介质(Nd:YLF)和产生可调谐激光的增益介质钛宝石都采用水循环的冷却方式,钛宝石表面用锡箔纸包裹放在铜水槽中。钛宝石晶体热透镜效应十分微弱,远低于Nd:YAG、Nd:YVO₄等激光,在527 nm激光泵浦的条件下,其等效热透镜焦距约为5 000 mm左右。通过调节水箱温度、水的流速,以水循环的方式带走晶体内部产生的热量,极大地减轻了钛宝石晶体内部产生的温度梯度,使热透镜效应基本可以忽略,实现了良好的激光模式输出。水箱温度最佳调制为17.5℃,提高了晶体的散热效能,使可调谐激光的功率得到了较大提高。

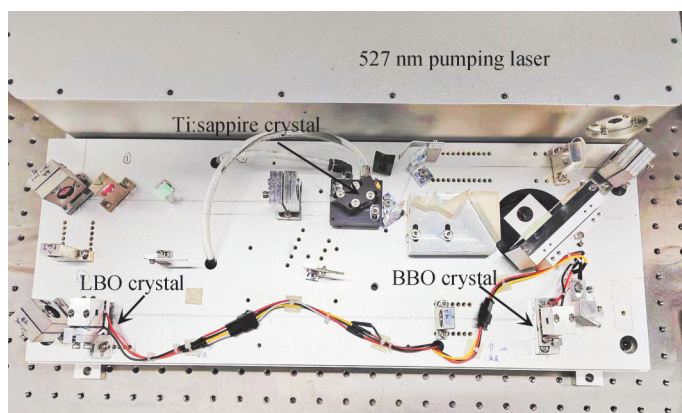


图2 紫外可调谐钛宝石激光器系统
Fig. 2 System of ultraviolet tunable Ti:Sapphire laser

为了提高钛宝石基频光的稳定性,自主开发了一套TEM₀₀模的高质量527 nm泵浦激光,其光路如图3。采用主振荡—功率放大(Master Oscillator Power-amplifier, MOPA)结构,种子激光的输出功率为4.6 W,第一阶放大器后的功率为8.3 W,第二阶放大器后的功率为12 W。泵浦源的种子激光采用双端泵形式,它是以二极管激光器作为泵浦光,波长为808 nm,考虑到Nd:YLF晶体受热易损伤特点,单边泵浦功率设置为50 W。采用Z字型主谐振腔,由凹面反射镜M₁和平面腔镜M₄构成,M₁的曲率为2 000 mm,M₄在1 053 nm波长条件下透过率为30%。主谐振腔中采用布儒斯特型偏振片TEP过滤掉Nd:YLF晶体产生的1 047 nm光信号。Nd:YLF晶体的尺寸为3 mm×3 mm×15 mm。采用声光调Q方式产生1 kHz的准连续光信号。主谐振腔产生的1 053 nm激光信号经过反射镜M₅和M₆后进入二级放大系统,放大腔也采用Z字型,每一阶放大系统都采用双边泵浦模式,单边采用50 W二极管泵浦,规格与主谐振腔内泵浦光源相同。平面镜M₇、

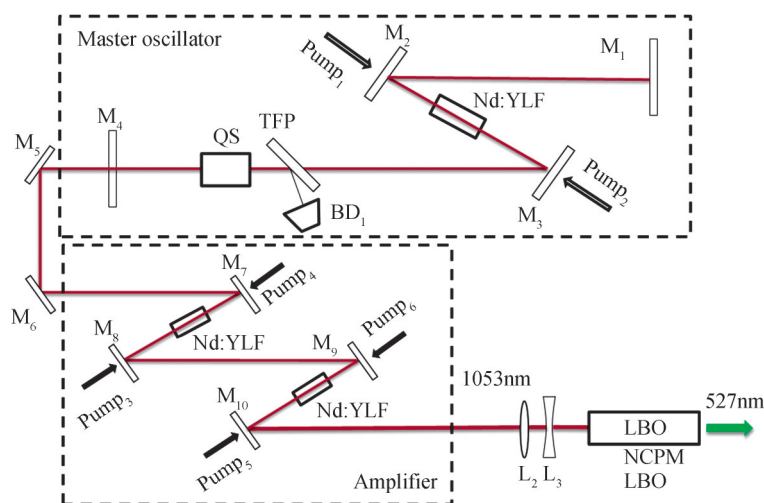


图3 TEM₀₀模527 nm泵浦激光光路
Fig. 3 TEM₀₀ model 527 nm pumped laser optical path

M_8 、 M_9 、 M_{10} 和平面镜 M_2 、 M_3 一样,透过 808 nm 泵浦光,反射 1 053 nm 激光。采用 Z 字型结构的 MOPA 系统具有结构紧凑、易于装调的优点。由于 Nd:YLF 的吸收系数小于 Nd:YVO₄,因此有效吸收长度较长,需要更小的泵面入射角才能与泵辐射实现良好的重叠。较小入射角允许在光束进入晶体的入口处使用布鲁斯特角,这允许晶体没有任何涂层。

经过测量,527 nm 的泵浦激光在最高功率处脉宽为 60 ns,4 h 内功率稳定性为 0.3%,利用 DataRay 公司的 M^2 测试仪测试的光束质量 $M_x^2=1.09$, $M_y^2=1.12$,如图 4。激光束质量主要由主谐振腔光束决定。激光束的椭圆度是由基波激光的不对称性引起的,而基波激光的不对称性主要来自于弯曲泵浦镜的斜入射。斜入射的有效曲率是斜角余弦的函数,在水平方向和垂直方向上分别不同。实验发现,在泵浦光束和激光束的最佳模式匹配条件下,基频激光的光束形状存在不对称现象。

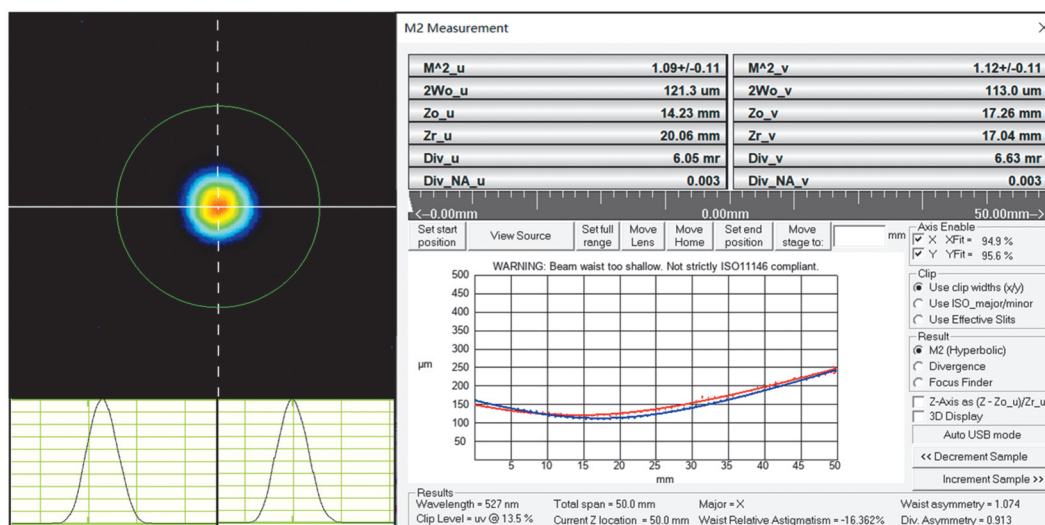


图4 527 nm 泵浦激光的光束质量测试结果

Fig. 4 Beam quality test results of 527 nm pump laser

2 结果与分析

利用 527 nm 的 TEM₀₀ 模激光作为泵浦源,在钛宝石激光光路中,考虑到各个镀膜光学元器件的表面损伤,通过电流调节使得泵浦源激光功率不超过 6 W。在 F_1 ($f_1=300$ mm) 聚焦透镜作用下,527 nm 激光光斑直径为 1 mm,经过计算,焦点处钛宝石晶体上的光斑直径约为 100 μm 。钛宝石激光器产生的基频光在 760~1 000 nm 的功率为 320~912 mW,重复频率为 1 kHz,如图 5(a)所示,在 820 nm 处获得最大基频功率 912 mW,随着波长的增加,峰值功率逐渐降低,这与钛宝石晶体在 800~900 nm 处有较强的荧光谱带有关。受限于 LBO 晶体的相位匹配波段,760~830 nm 波段的基频光无法参与倍频。在基频光基础上,利用 F_2 ($f_2=100$ mm) 聚焦透镜将基频光束汇聚,采用腔外二倍频的方法,将 LBO 晶体中心放置在 F_2 透镜的焦点处,焦点处的光斑直径约为 50 μm 。若要产生 420~465 nm 的二倍频激光,则需将第一块 LBO 晶体放置于二倍频晶体架中,若要产生 465~500 nm 的二倍频激光,则需将第二块 LBO 晶体放置于二倍频晶体架中,两块 LBO 晶体的倍频产生了 420~500 nm 的二次谐波。该晶体采用 I 类相位匹配,第一块 LBO 晶体相位匹配角为 $\theta=90^\circ$, $\varphi=24.3^\circ$,相位匹配范围为 830~930 nm,晶体的体积为 4 mm \times 4 mm \times 12 mm。第二块 LBO 晶体的相位匹配角为 $\theta=90^\circ$, $\varphi=16.1^\circ$,相位匹配范围为 930~1 050 nm,晶体体积为 4 mm \times 4 mm \times 12 mm。LBO 晶体用作二倍频性能优异,但无法进行四倍频相位匹配产生深紫外激光^[19]。钛宝石二倍频激光功率为 70~380 mW,如图 5(b)所示,在 440 nm 处获得最高功率 380 mW,之后随着波长的增加,二倍频激光功率也随基频光功率降低而降低。图 5(a)中 840~880 nm 基频光功率变化趋势与图 5(b)图对应的 420~440 nm 的二倍频激光功率变化趋势产生差异,这是由于不同波长的激光在二倍频晶体中转换效率不同而导致的,在整个可调谐基频波长范围内,二倍频转换效率最高在 880 nm 左右。

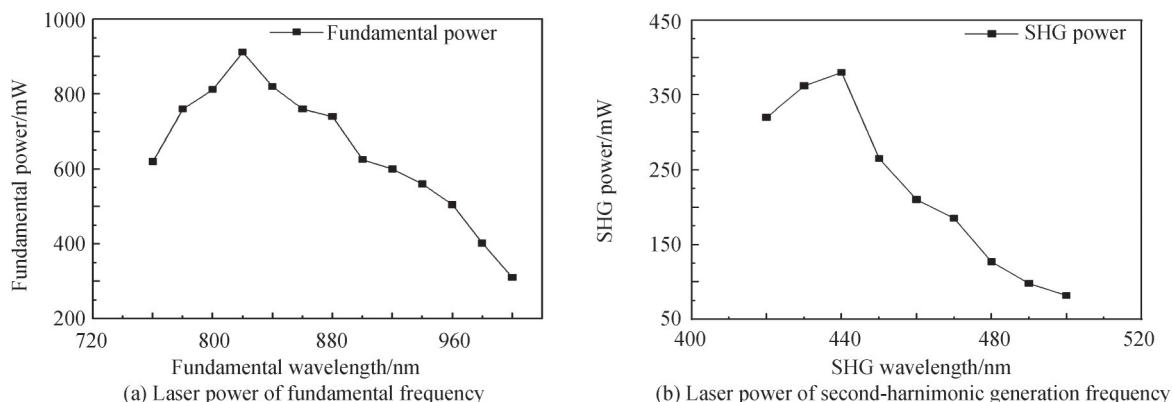


图5 基频与二倍频调谐激光功率

Fig. 5 Laser power of fundamental frequency and Second-Harmonic Generation (SHG) frequency

为了产生四倍频的紫外可调谐激光,采用两块BBO晶体作为四倍频晶体。该晶体采用I类相位匹配,第一块BBO晶体相位匹配角为 $\theta=69.5^\circ$, $\varphi=0^\circ$,相位匹配范围为424~444 nm,体积为4 mm×4 mm×8 mm。第二块BBO晶体的相位匹配角为 $\theta=60.5^\circ$, $\varphi=0^\circ$,相位匹配范围为444~500 nm,体积为4 mm×4 mm×8 mm。利用 F_3 ($f_3=50$ mm)聚焦透镜将二倍频光束汇聚,BBO晶体中心放置于 F_3 透镜焦点处,焦点处的光斑直径约为30 μm 。若要产生210~222 nm的四倍频激光,则需将第一块BBO晶体放置于四倍频晶体架中,若要产生222~250 nm的四倍频激光,则需将第一块BBO晶体从晶体架中换下,而后将第二块BBO晶体放置于四倍频晶体架中。两块BBO晶体产生了210~250 nm的可调谐激光,功率范围是17~85 mW,如图6。在220 nm处,获得最大功率85 mW,之后随着波长的增加,四倍频激光功率逐渐降低。钛宝石激发的基频激光通过扩束系统进行有效的展宽,经过光栅进行色散,转动光栅,只有以Littrow角入射的激光,才能在谐振腔内实现共振增强,其它频率的激光因无法形成振荡放大而被隐失。

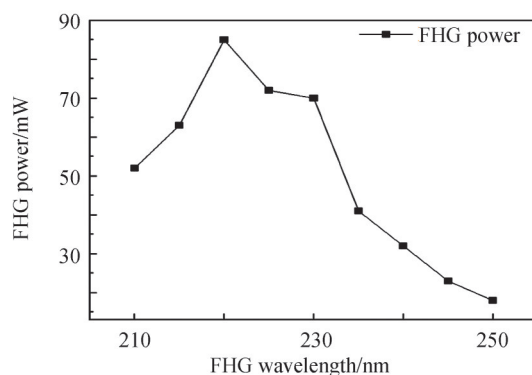


图6 深紫外波段的激光输出功率

Fig. 6 Laser output power in the deep ultraviolet band

二倍频与四倍频激光的转换效率如图7,二倍频激光的转换效率在440 nm处最高,达到51%,如图7(a)所示,随后随着激光波长的增加,转换效率逐渐降低。四倍频激光转换效率在210~230 nm波段逐渐升高,在230 nm处转换效率达到最大,达到33.3%,如图7(b)所示,随后在230~250 nm波段转换效率逐渐降低。

采用LBO晶体与BBO晶体组合实现了深紫外可调谐激光的输出,输出功率与转换效率主要受基频光功率影响,同时与LBO和BBO晶体的有效非线性系数、损伤阈值、走离角有关,存在关系

$$\eta = \frac{I_{2W}}{I_W} = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}}{n_1^2 n_2 \lambda_1^2 c \epsilon_0} \cdot \frac{P_1}{\pi \omega_{10}^2} \begin{cases} L^2 & L_a, L_f \gg L \\ LL_a & L_f \gg L \gg L_a \\ 4L_f^2 & L \gg L_f \gg L_a \\ 4.75L_f^2 & L_a \gg L \gg L_f \end{cases} \quad (1)$$

式中, d_{eff} 为有效非线性系数, ω_{10} 为基波束腰半径, P_1 为基频光功率, L 为晶体的长度, L_a 为高斯光束走离长

度, L_l 为高斯光束的有效焦距。LBO 与 BBO 晶体具有较大的有效非线性系数、较大的损伤阈值, 品质优良、转换效率较高^[20]。走离角的影响是由于离散角的存在, 而晶体的截面积有限, 在整个晶体的长度中, 基频激光与二倍频激光分离, 从而影响倍频激光的转化效率^[21]。由于转换效率与晶体长度的平方成正比, 然而 LBO 晶体具有较大的走离角, 为了减轻走离角对转换效率的影响, 选取了适当长度的 LBO 晶体。与此同时, 不同的入射角、聚焦光斑的大小, 也会影响 LBO 与 BBO 晶体的倍频转化效率。因此, 最终选取优化后的 F_2, F_3 ($f_2=100$ mm, $f_3=50$ mm) 透镜组合, 合理的入射角用以提高转化效率。

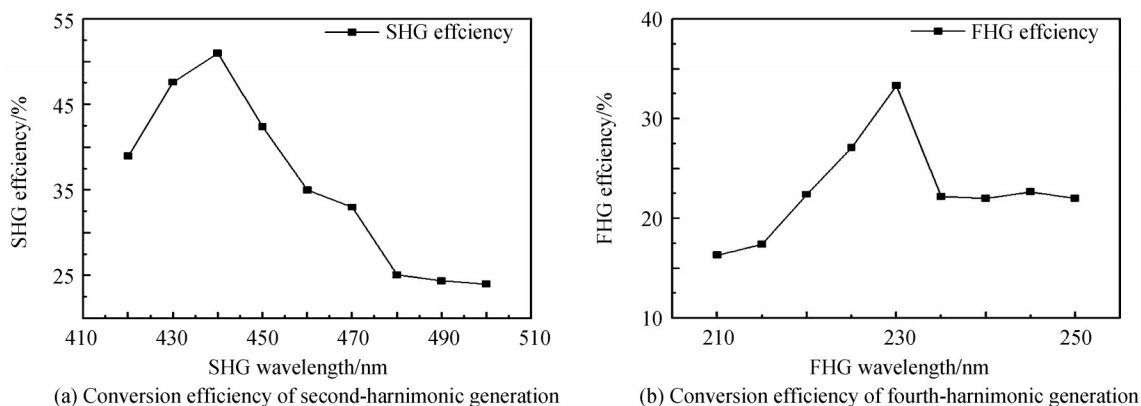


图7 二倍频、四倍频激光转换效率

Fig. 7 Conversion efficiency diagram of second-harmonic generation and fourth-harmonic generation

在相同的实验条件下, 对系统输出紫外激光信号的强度稳定性进行了测试, 实验结果如图 8。经过 2 h 峰值功率的稳定性测试, 在 220 nm、230 nm、245 nm 处计算激光功率的波动性 RMS, 分别不超过 1.5%、0.6%、1.8%。这与钛宝石基频光在中心波段稳定性高于边沿波段相一致, 在激光谐振腔中, 中心波段激光介质增益高, 在谐振腔内所需的震荡次数较少, 累计的热波动性(噪声)较小; 相反在边沿波段, 由于激光介质的增益较低, 在谐振腔内所需的震荡次数较多, 累计的热波动性(噪声)就较大。由测试结果可得, 整体的激光系统较为稳定。

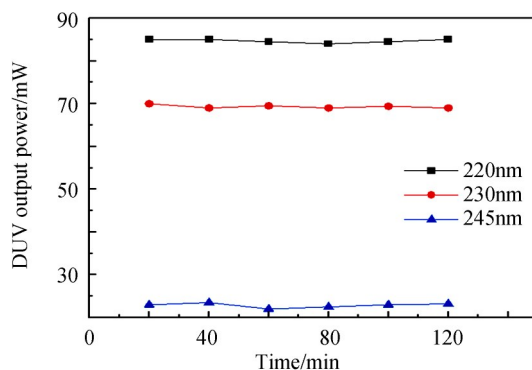


图8 深紫外激光稳定性测试

Fig. 8 Deep ultraviolet laser stability test

3 结论

为实现钛宝石可调谐短波紫外激光的输出, 采用 Nd:YLF 527 nm 的激光为泵浦源, 以光栅为可调谐部件, 实现了钛宝石晶体光谱带的有效激发, 最终得到了 740~1 000 nm 的基频光。利用 LBO 晶体进行二倍频, BBO 晶体进行四倍频, 最终得到了 210~250 nm 的紫外可调谐波段, 在 230 nm 得到最大转换效率 33.3%。在 220 nm 处, 得到最高功率为 85 mW 的稳定输出, 波动性为 1.5%。该激光器可以用于短波紫外波段分子吸收光谱测试与分析。

参考文献

- [1] MAO J X, WALSH P, KROLL P, et al. Simulation of vacuum ultraviolet absorption spectra: paraffin, isoparaffin, olefin, naphthene, and aromatic hydrocarbon class compounds[J]. *Applied Spectroscopy*, 2020, 74(1): 72-80.
- [2] GHOTBI M, TRABS P, BEUTLER M. Generation of high-energy, sub-20-fs pulses in the deep ultraviolet by using spectral broadening during filamentation in argon[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(4): 463-465.
- [3] FAN Ruilan, BAO Fengrong, WANG Yongsheng. Study on ultraviolet spectroscopy of halogenated benzoyl ferrocene[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2005, 25(4): 601-603.
范瑞兰, 宝凤荣, 王永升. 卤代苯甲酰基二茂铁的紫外光谱研究[J]. *光谱学与光谱分析*, 2005, 25(4): 601-603.
- [4] MENG Zhaorui, GAO Ning. Ultraviolet spectroscopy analysis of organic compounds[J]. *Western Resources*, 2017, 6: 179-182.
孟昭瑞, 高宁. 有机化合物的紫外光谱分析[J]. *西部资源*, 2017, 6: 179-182.
- [5] CHEN Guofu, WANG Yishan, YU Lianjun, et al. Experimental study on pulse oscillation of femtosecond ultraviolet laser [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, 30(1): 11-14.
陈国夫, 王屹山, 于连君, 等. 飞秒紫外激光脉冲振荡的实验研究[J]. *光子学报*, 2001, 30(1): 11-14.
- [6] JUNGBLUTH B, WUEPPEN J, VIERKOETTER M, et al. High repetition rate Ti: Sapphire laser system with nanosecond pulses and a tunability from the UV to the NIR[C]. *Optical Society of America*, 2006.
- [7] ZHU J F, LING W J, WANG Z H, et al. High-energy picosecond near-vacuum ultraviolet pulses generated by sum-frequency mixing of an amplified Ti:sapphire laser[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(25): 6228-6231.
- [8] ZHANG S J, BO Y, ZHANG F F, et al. Picosecond 175~210 nm tunable deep-ultraviolet laser[C]. 2013 International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL), IEEE, 2013.
- [9] XU C, DAI S B, GUO C, et al. A high-pulse-energy high-beam-quality tunable Ti: Sapphire laser using a prism-dispersion cavity[J]. *Chinese Physics Letters*, 2017, 34(3): 034206.
- [10] SULAIMAN A H, KADIR M Z A, YUSOFF N M, et al. Broad bandwidth SOA-based multiwavelength laser incorporating a bidirectional Lyot filter[J]. *Chinese Optics Letters*, 2018, 16(9): 090603.
- [11] ZHAO Q, PEI L, WU L Y, et al. Wide tuning range and high OSNR self-seeded multi-wavelength Brillouin-erbium fiber laser based on a Lyot filter[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(36): 10474-10479.
- [12] GUAN X F, WANG J W, ZHANG Y Z, et al. Self-Q-switched and wavelength-tunable tungsten disulfide-based passively Q-switched Er:Y₂O₃ ceramic lasers[J]. *Photon Research*, 2018, 6(9): 830-836.
- [13] SUN X J, WEI J, WANG W Z, et al. Realization of a continuous frequency-tuning Ti:sapphire laser with an intracavity locked etalon[J]. *Chinese Optics Letters*, 2015, 13(7): 071401.
- [14] WEI J, CAO X C, JIN P X, et al. Diving angle optimization of BRG in a single-frequency continuous-wave wideband tunable titanium:sapphire laser[J]. *Optics Express*, 2021, 29(5): 6714-6725.
- [15] LIU X, HUANG H T, ZHU H Y, et al. Widely tunable, narrow linewidth Tm: YAG ceramic laser with a volume Bragg grating[J]. *Chinese Optics Letters*, 2015, 13(6): 061404.
- [16] HEMMER M, JOLY Y, GLEBOV L, et al. Volume bragg grating assisted broadband tunability and spectral narrowing of Ti:Sapphire oscillators [J]. *Optics Express* 2009, 17(10): 8212-8219.
- [17] DAI S T, JIANG T, WU H C, et al. Tunable narrow-linewidth 226 nm laser for hypersonic flow velocimetry[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(8): 2291-2294.
- [18] WANG R, WANG N, TENG H, et al. High-power tunable narrow-linewidth Ti:sapphire laser at repetition rate of 1kHz [J]. *Applied Optics*, 2012, 51(22): 5527-5530.
- [19] NIKITIN D G, BYALKOVSKIY O A, VERSHNIN O I, et al. Sum frequency generation of UV laser radiation at 266nm in LBO crystal[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1660-1663.
- [20] PHILLIPS J, BANERJEE S, ERTEL K, et al. Stable high-energy, high-repetition-rate, frequency doubling in a large aperture temperature-controlled LBO at 515 nm[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(10): 2946-2949.
- [21] SHIMADA T, NAGASHIMA K, KOYAMA S, et al. Fabrication of walk-off compensating BBO devices with multiple thin plates using room-temperature bonding[C]. *OSA Laser Congress 2017 (ASSL, LAC)*, 2017.

210~250 nm Tunable Narrow Linewidth Ti:Sapphire Laser

LI Meng¹, MENG Xin¹, HU Jinming¹, CHENG Jingjing¹, MAO Guilin^{1,2}

(1 School of Physics and Electronic Engineering, Jiangsu Normal University, Xuzhou, Jiangsu 221116, China)

(2 Jiangsu Key Laboratory of Advanced Laser Materials and Devices, Xuzhou, Jiangsu 221116, China)

Abstract: All-solid Ti:Sapphire tunable laser at 210~250 nm is of great importance in laser processing, laser etching, biomedicine and spectroscopy. Especially, it has good advantages in spectroscopy. In the field of Raman spectroscopy, the excitation efficiency of ultraviolet lasers is much higher than visible light. In the field of the K-band of ultraviolet absorption spectroscopy, 210~250 nm is an important band for analyzing the molecular structure of substances. For example, molecules containing two conjugated double bonds can be detected when the strong absorption peaks occur. These require that the tunable band of Ti:Sapphire laser is converted to the ultraviolet band through nonlinear optical frequency doubling technology. Moreover, the ultraviolet tunable lasers should have the advantages of good stability, wide tunable range, good beam quality, high laser signal energy, and good directivity. To meet the above application requirements, the research of all-solid Ti:Sapphire tunable laser at 210~250 nm is demonstrated. Based on the principle of Ti:Sapphire tunable laser, the characteristic of the Ti:Sapphire crystal is learned. Given the rate equation, the interaction between Nd:YLF 527 nm pump source and Ti:Sapphire crystal is studied. Besides, it is studied that the principle of frequency doubling output of Ti:Sapphire fundamental frequency from infrared to ultraviolet. Moreover, the design index and overall scheme of the Ti:Sapphire ultraviolet tunable laser is given. The key technology of TEM₀₀ mode Nd:YLF 527 nm laser is studied. Firstly, the basic principle of Nd:YLF higher-power laser based on MOPA technology is studied. Secondly, the schematic of 527 nm pump source laser based on MOPA technology is studied and the pump laser is developed. Finally, the output characteristics of the 527 nm laser is analyzed. The design method of Ti:Sapphire fundamental frequency cavity is studied. Based on the method, a fundamental frequency cavity based on the straight cavity structure using grating selection frequency is designed. Furthermore, the techniques of tuning and narrow linewidth compression are researched. Last, the nonlinear frequency doubling technology, phase matching principle, and factors affecting frequency doubling conversion efficiency is deeply researched. Given the theory above, the crystals of second-harmonic generation and crystals of fourth-harmonic generation are selected and designed. A Ti:Sapphire tunable laser system is developed, and the output characteristic parameters are collected and analyzed. System obtains the fundamental frequency laser of 760~1 000 nm, and obtains the maximum fundamental frequency power of 912 mW at 820 nm. The second harmonic generation of 420~500 nm is obtained using LBO crystal, and the maximum power of 380 mW is obtained at 440 nm. Then, the fourth harmonic generation of 210~250 nm is obtained using BBO crystal. Maximum conversion efficiency of fourth harmonic generation is achieved with 33.3% at 230 nm. At 220 nm, the stable output of up to 85 mW is obtained, and its fluctuation does not exceed 1.5% within 120 minutes.

Key words: Tunable laser; Short wave ultraviolet band; All-solid Ti:Sapphire; Fourth harmonic generation; Spectrum analysis

OCIS Codes: 140.3600; 140.3610; 140.3515; 260.1180