

全固化 213 nm 深紫外激光技术研究*

苏艳丽, 姜其畅

(山西运城学院 物理与电子工程系, 山西 运城 044000)

摘要 给出了产生 213 nm 深紫外激光的两种可行性方案。根据和频理论的相位匹配角公式、非线性有效系数公式、走离角公式和允许角公式, 详细计算了 BBO、CLBO 晶体和频产生 213 nm 激光时的相位匹配角、非线性有效系数、和频时谐波走离角、允许角的具体数值。根据这些数值, 对两种和频方案进行了比较, 分析得出: 采用方案 B, 以 BBO 晶体作为和频晶体进行深紫外激光研究在理论上是可行的, 为进一步的实验研究提供了一定的理论参考。

关键词 深紫外激光 和频理论 BBO CLBO

中图分类号: TN248

文献标识码: A

文章编号: 1672-6693(2009)01-0082-03

210 nm 波段的深紫外相干光源在半导体光刻、高密度光盘存储、精细材料加工、医疗、高精度光谱分析和科学研究等领域有重要的应用。近几年随着新型深紫外非线性光学晶体的不断出现及各种倍频技术的日趋成熟, 全固态深紫外激光器已成为激光技术研究领域中的热点之一^[1-3]。获得全固化深紫外激光最直接的方法是利用各种非线性光学晶体的二阶非线性效应, 对铈离子固体激光的近红外基波进行频率转换, 产生 4、5 次谐波。目前国外对于 213 nm 全固态深紫外激光器的研究有一些报道, 1996 年, 日本东京大学的 Y. K. Yap 等人在获得重复频率 10 Hz、脉冲能量为 500 mJ、平均功率为 5 W 的 266 nm 的紫外激光的基础上, 再将产生的 266 nm 和剩余的 1 064 nm 在 12 mm × 12 mm × 6 mm 的 CLBO 晶体中和频, 最终获得重复频率 10 Hz、脉冲能量为 23 mJ、平均功率为 2.3 W 的 213 nm 的紫外激光^[4]。2004 年, Jun Sakuma、Yuichi Asakawa 和 Tomohiro Imahoko 等人利用 CLBO 晶体对 LD 泵浦的 Nd:YVO₄ 产生的 1.064 μm 激光进行 5 倍频, 实现了平均功率大于 100 mW 的 213 nm 连续紫外激光运转^[5]。2006 年, 国内苏艳丽、何京良等人利用 BBO 晶体对 LD 泵浦 Nd:YVO₄ 产生的 1.064 μm 激光进行 5 倍频, 获得平均功率 3 mW 的 213 nm 准连续紫外激光运转^[6]。本文首先给出了实现全固态 213 nm 深紫外激光输出的两种方案, 国内对这两种方案的参数分析还未见报道。根据和频理论对两种方案的相关参数进行了计算^[7-8], 比较了二者的可行

性, 为进一步的实验研究提供了一定的参考。

1 实现 213 nm 深紫外激光输出的技术方案

对 Nd:YVO₄ 激光器的基频 1 064 nm 光波进行 5 倍频, 得到 213 nm 深紫外激光输出的可行性技术方案有两种。A 方案: 利用基频光 1064 nm 及其 4 倍频 266 nm 光束在和频晶体中进行和频(1064 nm + 266 nm → 213 nm); B 方案: 利用二倍频 532 nm 及 3 倍频 355 nm 光束在和频晶体中进行和频(532 nm + 355 nm → 213 nm)。

文献 [3~5] 获得 213 nm 深紫外激光输出均采用方案 A, 并对此时的相关参数进行了计算, 对方案 B 的有关参数还未见报道。但俄国的 LOTIS 公司推出了 213 nm 深紫外激光产品, 对这两种方案都有提及, 所以有必要对方案 B 的相关参数进行计算, 分析其可行性。文章根据和频理论分别对这两种方案的相关参数进行计算, 计算中的 5 倍频晶体分别是 BBO、CLBO, 均属于负单轴晶体。

2 BBO、CLBO 晶体的非线性特性

2.1 相位匹配角 Q_m

1) 负单轴晶体中 I 类 (o + o → e) 和频匹配角。

$$\left\{ \left[\frac{\cos \theta_m}{n_o(\omega_3)} \right]^2 + \left[\frac{\sin \theta_m}{n_e(\omega_3)} \right]^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} =$$

* 收稿日期 2008-06-05

资助项目 运城学院科研基金项目(No. 20060222)

作者简介 苏艳丽, 女, 讲师, 研究方向为全固态激光器件及光学非线性技术。

$$\frac{1}{2}[(1+\gamma)n_o(\omega_1) + (1-\gamma)n_o(\omega_2)]$$

$$\text{其中 } \gamma = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_3} = \frac{\lambda_3(\lambda_2 - \lambda_1)}{\lambda_1\lambda_2}$$

2) 负单轴晶体中 II 类(e+o→e)和频匹配角

设频率为 ω_1 的光为o光,频率为 ω_2 的光为e光,即o+e→e的匹配类型为II-1类相位匹配,设频率为 ω_1 的光为e光,频率为 ω_2 的光为o光,即e+o→e的匹配类型为II-2类相位匹配。

则II-1类(o+e→e)相位匹配角公式为

$$\left\{ \left[\frac{\cos \theta_m}{n_o(\omega_3)} \right]^2 + \left[\frac{\sin \theta_m}{n_e(\omega_3)} \right]^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} =$$

$$\frac{1}{2}(1+\gamma)n_o(\omega_1) + (1-\gamma) \left\{ \left[\frac{\cos \theta_m}{n_o(\omega_2)} \right]^2 + \left[\frac{\sin \theta_m}{n_e(\omega_2)} \right]^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}$$

II-2类(e+o→e)相位匹配角公式为

$$\left\{ \left[\frac{\cos \theta_m}{n_o(\omega_3)} \right]^2 + \left[\frac{\sin \theta_m}{n_e(\omega_3)} \right]^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} =$$

$$\frac{1}{2} \left\{ (1+\gamma) \left[\left[\frac{\cos \theta_m}{n_o(\omega_2)} \right]^2 + \left[\frac{\sin \theta_m}{n_e(\omega_2)} \right]^2 \right]^{-\frac{1}{2}} + (1-\gamma)n_o(\omega_2) \right\}$$

$$\Delta\theta_1 = \pm 2c \left| \frac{\pi}{L\omega_3 n_e^3(\omega_3) \theta_m \left[n_e^{-2}(\omega_3) - n_o^{-2}(\omega_3) \right] \sin 2\theta_m} \right|$$

$$\Delta\theta_{1(1)} = \pm 2c \left| \frac{\pi}{L\omega_3 n_e^3(\omega_3) \theta_m \left[n_e^{-2}(\omega_3) - n_o^{-2}(\omega_3) \right] \sin 2\theta_m - \omega_1 n_e^3(\omega_1) \theta_m \left[n_e^{-2}(\omega_1) - n_o^{-2}(\omega_1) \right] \sin 2\theta_m} \right|$$

$$\Delta\theta_{1(2)} = \pm 2c \left| \frac{\pi}{L\omega_3 n_e^3(\omega_3) \theta_m \left[n_e^{-2}(\omega_3) - n_o^{-2}(\omega_3) \right] \sin 2\theta_m - \omega_2 n_e^3(\omega_2) \theta_m \left[n_e^{-2}(\omega_2) - n_o^{-2}(\omega_2) \right] \sin 2\theta_m} \right|$$

2.4 有效非线性系数 d_{eff}

根据各类晶体的非线性极化率张量 $\hat{\chi}$ 的具体形式和不同的匹配形式,可求出不同晶类的有效非线性系数 $d_{\text{eff}}(\theta, \varphi)$ 的表达式。这里波矢量与光轴的夹角 θ 是由相位匹配条件确定的, θ_m 为 k_{oz} 平面与 x 轴的夹角, φ 是波矢量的方位角,相位匹配角确定后,方位角 φ 的选取可根据有效非线性系数的情况来决定,使 d_{eff} 达到最大的 φ 即为所选取的角。 $\beta\text{-Ba}_2\text{B}_4\text{O}_{14}$ (BBO)属三方晶系,其有效非线性系数

$$d_{\text{eff}}(\text{I}) = d_{31} \sin \theta_m + (d_{11} \cos 3\varphi - d_{22} \sin 3\varphi) \cos \theta_m$$

$$d_{\text{eff}}(\text{II}) = (d_{11} \sin 3\varphi + d_{22} \cos 3\varphi) \cos^2 \theta_m$$

CLBO属四方晶系,其有效非线性系数

$$d_{\text{eff}}(\text{I}) = d_{36} \sin \theta_m \cdot \sin 2\varphi$$

$$d_{\text{eff}}(\text{II}) = d_{36} \sin 2\theta_m \cdot \sin 2\varphi$$

3 产生213 nm深紫外激光的和频参数

根据前面的理论公式,均采用I类(o+o→e)匹配方式,计算分别采用A、B两种方案时,BBO、

2.2 和频时的走离角 ρ

对于负单轴晶体,在通常情况下,I类相位匹配的走离角计算公式为

$$\tan \rho = \frac{1}{2} n_o(\omega_1) n_o(\omega_2) \left[\frac{1}{n_e^2(\omega_3)} - \frac{1}{n_o^2(\omega_3)} \right] \sin^2 2\theta_m$$

II类相位匹配时,和频光的走离角计算公式为

$$\tan \rho = \frac{1}{2} \cdot \frac{n_e^2(\omega_3) - n_o^2(\omega_3)}{n_o^2(\omega_3) \sin^2 \theta_m + n_e^2(\omega_3) \cos^2 \theta_m} \sin 2\theta_m$$

II-1类相位匹配时,基频光的走离角计算公式为

$$\tan \rho = \frac{1}{2} \cdot \frac{n_e^2(\omega_2) - n_o^2(\omega_1)}{n_o^2(\omega_1) \sin^2 \theta_m + n_e^2(\omega_2) \cos^2 \theta_m} \sin 2\theta_m$$

II-2类相位匹配时,基频光的走离角计算公式为

$$\tan \rho = \frac{1}{2} \cdot \frac{n_e^2(\omega_1) - n_o^2(\omega_2)}{n_o^2(\omega_2) \sin^2 \theta_m + n_e^2(\omega_1) \cos^2 \theta_m} \sin 2\theta_m$$

2.3 和频时的允许角 $\Delta\theta$

对于负单轴晶体,和频时允许角的具体表达式为

CLBO晶体在和频过程中的相关参数,如表1所示。由表1可以看出,如果同是方案A,CLBO晶体的优势是允许角大,走离角很小;BBO晶体的优势是有效非线性系数较大。所以采用方案A获得213 nm深紫外激光输出,BBO、CLBO晶体均可^[4,5]。对BBO晶体,方案B的优势是允许角较大,走离角较小;方案A的优势是有效非线性系数较大。所以采用方案B利用BBO晶体作为和频晶体进行深紫外激光研究理论上是可行的。

表1 BBO、CLBO晶体的和频参数

晶体	BBO	CLBO	BBO	CLBO
方案	1 064nm + 266nm → 213nm		532nm + 355nm → 213nm	
$\theta_m / ^\circ$	51.1	67.2	69.6	-
$\rho / ^\circ$	5.5	1.7	3.5	-
$\Delta\theta / ^\circ$	0.11	0.57	0.34	-
d_{eff}	1.95	0.95	1.1	-

4 结论

本文给出了实现 213 nm 深紫外激光输出的两种可行性方案,以 BBO、CLBO 晶体为和频晶体,根据和频理论对相关参数进行了计算,并对方案 A、B 的可行性进行了比较。由理论分析得出,采用方案 B,以 BBO 晶体作为和频晶体进行深紫外激光研究在理论上是可行的。

参考文献:

[1] 程光华,王屹山,于连君,等. 高效全固化钛宝石腔内倍频蓝光和四倍频紫外激光器的研究[J]. 中国激光, 2004, 31(7): 769-772.

[2] Yong B, Yan F, Huarong G, et al. High-average power THG of a diode-pumped Nd :YAG laser at 355nm generated by LBO crystal[J]. Chinese Optics Letters, 2003, 1(2): 91-92.

[3] 陈柏众,戴特力. 光泵浦半导体垂直外腔面发射激光器的原理与应用[J]. 重庆师范大学学报(自然科学版), 2008, 25(3): 1-5.

[4] Yap Y K, Inagaki M, Nakajima S, et al. High-power fourth and fifth-harmonic generation of a Nd :YAG laser by means of a CsLiB6O10[J]. Opt Lett, 1996, 21(17): 1348-1350.

[5] Sakuma J, Asakawa Y, Imahoko T, et al. Generation of all-solid-state, high-power CW 213nm light based on sum-frequency mixing in CsLiB6O10[J]. Opt Lett, 2004, 29(10): 1096-1098.

[6] 苏艳丽,何京良,姜其畅,等. LD 泵浦 Nd :YVO4 晶体五倍频 213nm 深紫外激光器[J]. 中国激光, 2006, 33(12): 1590-1592.

[7] 李港. 激光频率的变换与扩展—实用非线性光学技术[M]. 北京: 科学出版社, 2005. 68.

[8] 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术[M]. 北京: 科学出版社, 1995. 24.

Study of All-solid-state Deep-ultraviolet Laser Technology at 213 nm

SU Yan-li, JIANG Qi-chang

(Dept. of Physics and Electronics Engineering, Yuncheng University, Yuncheng, Shanxi 044000, China)

Abstract : All-solid-state deep ultraviolet lasers are widely used in the field of precise materials making, optical chisel, optical printing, spectroscopic analysis, microelectronics, medical treatment and scientific researches in general. In this paper, two feasible projects of generated deep-ultraviolet laser at 213 nm are presented. The data of sum-frequency BBO and CLBO crystal generating 213 nm laser of phase-matching angle, effective nonlinear coefficient, walk-off angle and maximum acceptance angle are calculated. According to these data, two sum-frequency projects are compared. It is beneficial to experiment study. As a result, BBO and CLBO crystal generating 213 nm laser is approved in projects A. CLBO crystal has advantage of maximum acceptance angle and minimum walk-off angle, BBO crystal has advantage of bigger effective nonlinear coefficient. In addition, BBO crystal has advantage of maximum acceptance angle and minimum walk-off angle in projects B. Moreover, it has advantage of bigger effective nonlinear coefficient in projects A. In conclusion, BBO crystal generating 213 nm laser is approved in projects B theoretically.

Key words : deep-ultraviolet laser; sum-frequency theory; BBO; CLBO

(责任编辑 欧红叶)