

# 利用 $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 晶体的铜蒸汽激光倍频

张桂燕 景春阳 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

陈创天 吴柏昌

(中国科学院福建物质结构研究所)

## 提 要

本文报道用铜蒸汽激光器和  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 倍频晶体产生波长为 255 nm 和 289 nm 的紫外相干光。当输入基波的平均功率为 0.5 W 时,可产生平均功率约 3.5 mW,峰值功率约 7 W 的倍频波。倍频效率约为 0.7%。整个实验装置十分简单。

## 一、前 言

许多光化学和光生物学方面的研究需要有高效率的紫外相干光源。这种光源要有一定的平均功率,并且整个器件要简单和使用方便。例如,对于光合成维生素 D, 希望有波长在 290 nm 附近的光源。又如, DNA 的吸收峰落在 250~265 nm, 受这种紫外光辐照之后, 细胞会发生突变。

波长为 250~300 nm 的连续或准连续激光器是很少的。空心阴极放电金属离子激光器是目前唯一的这种激光器件<sup>[1]</sup>。为了要在紫外区域工作,放电电流高达数十安培,溅射出来的金属蒸汽极易将反射镜沾污,影响使用寿命。即使如此,其平均功率也很难达到毫瓦的量级。另一个方案是用氩离子激光器倍频,常用的倍频晶体是 ADP。由于氩离子激光器的峰值功率很低,通常采用腔内倍频的方案。此外,为了产生波长短于 260 nm 的倍频光,ADP 晶体要在低于室温下采用 90° 相位匹配的方案。整个器件比较复杂,效率也难以提高。

本文采用同一块  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 晶体对铜蒸汽激光器进行倍频,产生波长为 255 nm 和 289 nm 的相干紫外光。铜蒸汽激光器本身是高效率器件。脉冲宽度为数十 ns,峰值功率为数十 kW,平均功率为数 W 的高重复频率的铜蒸汽器件,目前已容易获得<sup>[2]</sup>。由于它的峰值功率比氩离子器件高几个数量级,故可腔外倍频,调整十分简单。

$\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 晶体是我国首先发现和生长的新型紫外倍频晶体<sup>[3]</sup>,在 500~600 nm 波段,它的倍频系数  $d_{11}$  比 KDP 晶体的  $d_{36}$  约大 2.5 倍,比 ADP 晶体和尿素晶体的倍频系数也大。这种晶体不易潮解,机械性能也好,加工和使用十分方便。另外, $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 晶体倍频光的可相位匹配波段为 200 nm~1000 nm,在 250~300 nm 波段工作时只需要简单的角度调谐,并不需要象 ADP 晶体的低温装置。采用了铜蒸汽激光器和  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 晶体,我们成功地获得了波长为 255 nm 和 289 nm 的紫外相干光。

## 二、实 验

整个实验装置如图 1 所示。铜蒸汽放电管的电极间距离为 60 cm, 内装有  $\text{CuCl}$ , 用氖气作为缓冲气体。放电的重复频率为 16 kHz, 由放电自加热来维持适当的温度(约  $420^\circ\text{C}$ ), 放电电流脉冲的最大半宽度为 50 ns, 电源的输入功率约为 750 W。激光谐振腔由凹面反射镜  $M_1$  (曲率半径为 3 m), 色散棱镜  $P_1$ , 中心具有直径为 4 mm 孔的耦合输出镜  $M_3$  和凸面反射镜  $M_2$  (曲率半径为 40 mm) 所组成, 放大倍率为 7.5。整个非稳腔的长度为 130 cm, 输出光束的发散角为 1 mrad。由棱镜  $P_1$  的色散和反射镜  $M_1$  的不同位置, 可以选择绿光 (510.6 nm) 或黄光 (578.2 nm) 输出。由于所用腔片的介质膜均设计在绿光有最大反射率。510.6 nm 的激光最大输出功率可达 1 W 左右。578.2 nm 的激光最大输出功率约 200 mW, 当移走色散棱镜  $P_1$  并使用稳定腔时, 同一个激光管可以有 2 W 的全部激光谱线输出功率。激光脉冲的最大半宽度约 30 ns, 所以峰值功率比平均功率约大  $2 \times 10^3$  倍。

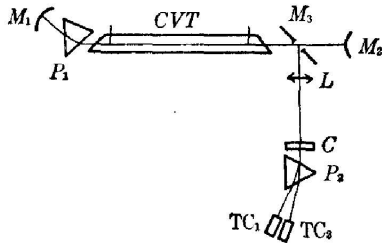


图 1 实验装置图

Fig. 1 The experimental setup

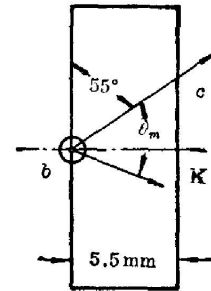


图 2 倍频晶体

Fig. 2 The frequency doubling crystal

激光经  $M_3$  镜输出后, 由焦距为 1 m 的透镜  $L$  聚焦, 在倍频晶体  $C$  上的光斑直径为 1 mm。基频光和倍频光经石英棱镜  $P_2$  分光之后, 分别用两个热电偶功率计  $\text{TC}_1$  和  $\text{TC}_2$  接收。在用  $\text{TC}_1$  接收紫外光之前, 可用普通白纸置于接收器前面, 由于紫外光的辐照, 白纸发出明亮的蓝紫色荧光, 可借此来调整光路。

倍频晶体的尺寸为  $15 \times 10 \times 5.5$  mm,  $b$  轴落在入射面上, 并与一边平行,  $c$  轴与入射面成  $55^\circ$  角, 见图 2。根据折射率的测量值<sup>[3]</sup>

$$n_o(510.6 \text{ nm}) = 1.6794,$$

$$n_o(255.3 \text{ nm}) = 1.7726, \quad n_e(255.3 \text{ nm}) = 1.6230,$$

$$n_o(578.2 \text{ nm}) = 1.6743,$$

$$n_o(289.1 \text{ nm}) = 1.7391, \quad n_e(289.1 \text{ nm}) = 1.5999。$$

采用 I 类相位匹配的倍频方案: 基频光的电矢量平行于  $b$  轴 ( $o$  光), 倍频光的电矢量在光传播矢量  $\mathbf{k}$  和  $c$  轴的平面上而垂直于  $\mathbf{k}$  ( $e$  光)。这时相位匹配角  $\theta_m(510.6 \text{ nm}) = 50^\circ$ ,  $\theta_m(578.2 \text{ nm}) = 41^\circ$ 。

由于不是采用  $90^\circ$  相位匹配, 基波光的能流与倍频光的能流将在晶体中逐渐分开, 由此决定的孔径长度  $l_o = D / \sin(\theta_m - \theta')$ , 其中,  $D$  为入射光斑直径,  $\theta'$  为倍频光能流方向与  $c$

轴夹角, 满足  $\tan(\theta_m - \theta') \simeq [(n_{2e} - n_{2o})/n] \sin 2\theta_m$ 。在我们的情况下,  $D=1 \text{ mm}$ ,  $l_a=11.6 \text{ mm}$  (对于  $510.6 \text{ nm}$ ) 和  $12.0 \text{ mm}$  (对于  $578.2 \text{ nm}$ ), 所以晶体的厚度尚未超过孔径长度。

### 三、实验结果

在满足相位匹配关系时, 实验观察到有很强的紫外倍频光。当紫外光辐照在白纸上时, 倍频光产生的荧光形成一条直线, 平行于  $b$  轴, 其长短约等于基波光在晶体后光斑的直径。从图 3 中可以看出, 当基波光的发散角  $\Delta\theta$  很小时, 满足相位匹配关系的基波光束只是与  $c$  轴成  $\theta_m$  角的圆锥截面的大圆上的一段短弧, 近似为直线。由于铜蒸汽激光器的非稳腔输出光斑直径很大, 采用球面透镜聚焦后, 光斑的发散角也很大。从图中看出, 只有一部分光被用于倍频。

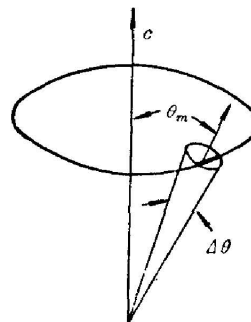


图 3 基频光聚焦时倍频光的发散  
Fig. 3 The divergence of the second harmonic with a focused fundamental light

510.6 nm 光的倍频结果见图 4, 实验曲线可用  $I_{2\omega} = 2.1 \times 10^{-5} I_{\omega}^2$  来拟合,  $I_{\omega}$  和  $I_{2\omega}$  的单位都采用 mW。578.2 nm 的倍频结果见图 5, 实验曲线可用  $I_{2\omega} = 4.4 \times 10^{-5} I_{\omega}^2$  来拟合。它们之间系数之比为 2.1 倍。根据计算<sup>[3]</sup> 有  $d_{\text{eff}}(578.2 \text{ nm}) = 2.8d_{36}$  (KDP),  $d_{\text{eff}}(510.6 \text{ nm}) = 2.4d_{36}$  (KDP)。所以倍频效率之比为  $d_{\text{eff}}^2(578.2 \text{ nm})/d_{\text{eff}}^2(510.6 \text{ nm}) = 1.4$  倍, 理论和实验定性符合。从图 4 和图 5 中看出, 当输入功率变大时, 实验值比拟合曲线偏低。由于晶体的角度调整和输入功率的改变要依赖于时间常数较大的热电偶功率计的指示, 因而限制了测量精度和测量次数, 这是实验测量误差的主要来源。

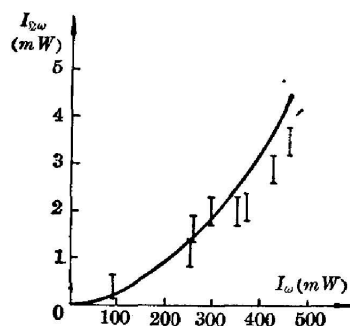


图 4 255.3 nm 光强与基波光强的关系, 曲线为  $I_{2\omega} = 2.1 \times 10^{-5} I_{\omega}^2$

Fig. 4 The intensity of 255.3 nm versus the intensity of the fundamental wave. The curve is  $I_{2\omega} = 2.1 \times 10^{-5} I_{\omega}^2$

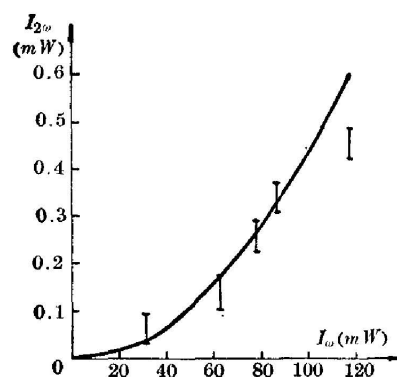


图 5 289.1 nm 光强与基波光强的关系曲线为  $I_{2\omega} = 4.4 \times 10^{-5} I_{\omega}^2$

Fig. 5 The intensity of 289.1 nm versus the intensity of the fundamental wave. The curve is  $I_{2\omega} = 4.4 \times 10^{-5} I_{\omega}^2$

### 参 考 文 献

- [1] D. C. Gerstenberger et al.; *IEEE J. Quantum Electronics*, 1980, **QE-16**, No. 8 (Aug), 820.

[2] 景春阳, 张桂燕;《环式结构氯化亚铜激光器》, 待发表。

[3] 陈创天, 吴柏昌, 江爱栋, 尤桂铭;《新型紫外倍频晶体  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 的生长和光学性能》, 中国科学, 即将发表。

## Second harmonic generation of Cu vapor laser by using a $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> crystal

ZHANG GUIYAN JIN CHUNYANG LIN FUCHENG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

CHEN CHUANGTIAN WU BOCHANG

(Fujian Institute of Matter Structure, Academia Sinica, Fuzhou)

(Received 9 December 1983)

### Abstract

UV coherent light at the wavelegnth of 255 nm and 289 nm was generated by using a copper vapour laser and a  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> frequency doubling crystal. The average output power of the second harmonic is about 3.5 mW and the corresponding peak power is 7 W when the fundamental input is about 0.5 W. The frequency doubling efficiency is 0.7%. The whole setup is very simple.