

2800~4100 埃连续可调紫外激光器

杨香春 叶霖 杨天龙

(中国科学院上海光机所)

提要: 报导了 Nd:YAG 脉冲激光器基波 (1.06 微米) 与它的四次谐波泵浦的参量放大器输出 (0.42~0.7 微米连续可调) 在 KDP 晶体中进行和频, 产生 0.3~0.41 微米连续可调的紫外激光。以及 Nd:YAG 脉冲激光器的二次谐波 (0.53 微米) 泵浦的若丹明 6G 染料激光在 ADP 晶体中倍频, 产生 0.28~0.3 微米连续可调的紫外激光的实验结果。

A continuously tunable UV laser in 2800 Å to 4100 Å range

Yang Xiangchun Ye Lin Yang Tianlong

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

Abstract: This paper presents the experimental results on the generation of continuously tunable UV laser radiation in the range of 2800 Å to 4100 Å. The laser output at 0.3 μm~0.41 μm is generated with frequency-summing of the fundamental wave (Nd:YAG laser, 1.06 μm) and the output radiation of OPA (continuously tunable from 0.42 μm~0.7 μm) pumped by the fourth harmonic wave (0.26 μm) of Nd:YAG radiation at 1.06 μm in KDP crystal. Continuously tunable UV laser output at 0.28 μm~0.3 μm is generated by frequency doubling the output of Nd:YAG laser SHG (0.53 μm) pumped rhodamine 6G dye laser pumped by the second harmonic of Nd:YAG laser in an ADP crystal.

高强度的紫外激光器, 特别是可调谐紫外激光的研究, 引起了人们很大的兴趣。近几年来, 国外发展很迅速, 已经取得不少进展。

产生紫外可调谐激光手段很多, 在近紫外区, 晶体的透过率和相位匹配是能够满足的, 对于 ADP 和 KDP 晶体, 在室温以上实现相位匹配能够得到波长大于 0.25 微米的激光, 用其他晶体如 $\text{LiCHOO} \cdot \text{H}_2\text{O}$ ^[1]、 KB_5 ^[2] 和尿素^[3] 可向更短的波长扩展, 使用 KB_5 和频得到最短波长 0.185 微米^[4]。

直接用短波长的光源泵浦染料也是向紫外扩展波段的研究内容之一, 目前力求复盖 0.3~0.4 微米的波段^[5]。但由于闪烁体染料寿命短、受激发射困难、在强紫外激光照射下易分解, 要复盖这样宽的波段需寻找很多种染料, 使用很不方便。目前最短波长的染料是对联三苯, 它发射的最短波长是 0.31 微米^[6]。因此用倍频, 特别是和频的方法得到此波段的复盖是很有利的。下面介绍我们的实验结果。

收稿日期: 1980年6月16日。

一、利用和频产生紫外可调激光

若获得 0.3~0.41 微米的激光也可用染料激光倍频的方法,这就要求基波调谐范围是 0.6~0.82 微米,长波段荧光染料的性质不太稳定,并且用 0.53 微米激光作泵浦源,它离发射波长较远,不易得到强的转换,对倍频不利。与剩余的基波(1.064 微米)和频只要求调谐波长的变化范围 0.42~0.7 微米就够了,此波段利用染料激光和参量放大器都是容易得到的,为了避免更换多种染料的麻烦,我们用参量放大的输出作为和频的信号波,1.064 微米的激光作为泵浦波。选用一块按 II 类相位匹配切割的 KDP 晶体,它与 x 轴的夹角 $\phi=0^\circ$,与 z 轴夹角 $\theta=59^\circ$,实验光路图如图 1 所示。

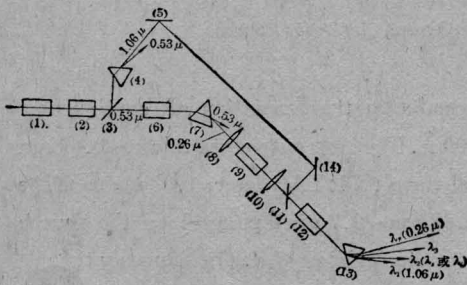


图 1 实验光路图

- 1—Nd:YAG 振荡放大系统; 2—KDP 倍频晶体;
- 3—分光镜; 4、7、13—色散棱镜; 5、14—45°, 1.06 微米全反射镜片; 6—ADP 倍频晶体; 8—聚焦透镜;
- 9—ADP 参量放大晶体; 10—准直透镜; 11—分光镜; 12—KDP 和频晶体

来自 Nd:YAG 振荡放大系统的基波,经过 KDP 晶体倍频之后,由分光镜 3 把基波与谐波分开。为避免谐波的干扰又加了一块色散棱镜 4,基波经过三块反射镜之后,与参量放大输出的激光同光路进入和频晶体 12。由分光镜 3 分出的二次谐波到达 ADP 晶体,再一次倍频,得到四次谐波,被色散棱镜 7 分出后,经过透镜 8 聚焦到 ADP 参量放大的晶体上,得到一对波长连续可调的信号波和闲散波,再经过透镜 10 准直,与基波一起进入

和频晶体 12,最后有四种波长的激光被色散棱镜 13 分开。

根据相位匹配条件,得到 I 类匹配的和频近似公式

$$\sin^2 \theta_I = \left\{ \left(\frac{n_3^0 \omega_3}{n_1^0 \omega_1 + n_2^0 \omega_2} \right)^2 - 1 \right\} / \left\{ \left(\frac{n_3^e}{n_3^0} \right)^2 - 1 \right\} \quad (1)$$

和 II 类和频的近似公式

$$\sin^2 \theta_{II} = \frac{2(n_3^0 \omega_3 - n_2^0 \omega_2 - n_1^0 \omega_1)}{\left\{ \left[\left(\frac{n_3^0}{n_3^e} \right)^2 - 1 \right] n_3^0 \omega_3 - \left[\left(\frac{n_1^0}{n_1^e} \right)^2 - 1 \right] n_1^0 \omega_1 \right\}} \quad (2)$$

根据公式计算结果列于表 1,实验结果列于表 2。

表 1 和频波长与晶体匹配角的关系

λ_1 (微米)	λ_2 (微米)	λ_3 (微米)	θ_{II}	$\theta_s - \theta_i$	θ_I
1.064	0.4447	0.3136	$\theta_s = 61^\circ 25'$		$\theta_s = 52^\circ 11'$
	0.6689	0.4107	$\theta_s = 53^\circ 37'$	$7^\circ 48'$	$\theta_s = 43^\circ 6'$
	0.4681	0.3251	$\theta_s = 61^\circ 56'$		$\theta_s = 48^\circ 24'$
	0.6232	0.3930	$\theta_s = 55^\circ 43'$	$6^\circ 13'$	$\theta_s = 45^\circ$
	0.5130	0.3461	$\theta_s = 58^\circ 29'$		$\theta_s = 45^\circ 45'$
	0.5559	0.3651	$\theta_s = 56^\circ 27'$	$2^\circ 2'$	$\theta_s = 46^\circ 41'$

表 2 和频实验结果

参放晶体 温度 T (°C)	参放晶体 波长 (微米)	紫外和 频波长 (微米)	和频 谱宽 (Å)	和频晶体角 变化范围 $\theta_s - \theta_i$
82	$\lambda_s = 0.4447$	0.3136	4.3	$7^\circ 24'$
	$\lambda_i = 0.6689$	0.4107	27.3	
67	$\lambda_s = 0.4681$	0.3251	8.4	$6^\circ 54'$
	$\lambda_i = 0.6232$	0.3930	16.0	
53	$\lambda_s = 0.5130$	0.3461	4.0	$4^\circ 52'$
	$\lambda_i = 0.5559$	0.3651	21.7	

参量放大器的输出波与温度的关系示于图 2,当晶体的温度超过简并点的温度时,就产生两种不同波长的激光,用 λ_s 表示信号波波长,用 λ_i 表示闲散波波长。表 2 列出了不同温度条件下,参量放大器输出的一对波长与 1.064 微米激光和频时晶体的角度, θ_s 和

θ_s 分别为参量放大器的信号波和闲散波与基波和频的相位匹配角, 我们测量了每个温度时 θ_s 和 θ_i 之差, 最大的角度差为 $7^\circ 24'$, 与计算的最大角度差 $7^\circ 48'$ 基本一致。

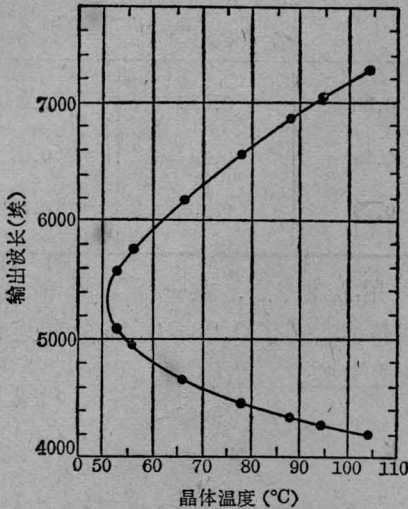


图2 参量放大器的温度调谐曲线

为考虑和频的转换效率, 我们把它定义为和频的功率与参加和频的两个波当中的较弱一个波的功率之比。因和频技术常用于天体中的红外微弱信号检测, 它利用一个强的泵浦源, 会把红外信号全部转换成和频的接收信号。当 ω_1 的功率远大于 ω_2 的功率时有^[7]

$$\varepsilon_3(z) = \left(\frac{\omega_3^2}{\omega_2^2} \frac{K_2}{K_3} \right)^{1/2} \varepsilon_2(0) \sin \frac{z}{L_P} \quad (3)$$

$$\varepsilon_2(z) = \varepsilon_3(0) \cos \frac{z}{L_P} \quad (4)$$

式中 ε_2 和 ε_3 分别为信号波和和频波场的实数幅度; z 是晶体的长度; L_P 为参量上转换的特征长度,

$$L_P = \left[\frac{4\pi d}{C^2} \left(\frac{\omega_2^2 \omega_3^2}{K_2 K_3} \right)^{1/2} \varepsilon_1 \right]^{-1} \quad (5)$$

式中 ε_1 为泵浦场的实数幅度; d 是晶体的有效非线性系数。适当选择晶体长度是很重要的, 从(3)式看出, 当晶体长度等于 $\frac{\pi}{2} L_P$ 时, 将把全部的 ω_2 功率转换成 ω_3 功率。在实验中初步观察了这种现象, 在 Nd:YAG 激光

器的基波 (1.064 微米) 与二次谐波 (0.53 微米) 和频时, 我们把 1.06 微米、 45° 全反的介质膜片插入光路中, 1.06 微米激光透过很少, 很难观测, 而通过和频晶体时, 就会观察到很强的 0.35 微米的激光, 此时 0.53 微米的泵浦光约 10 兆瓦, 和频晶体长度 50 毫米, 晶体长度选择比较合适就有较高的转换效率。然而参量放大的输出与 1.06 微米的激光和频时, 由于泵浦激光较弱, 晶体长度远小于 L_P , 转换效率较低, 当改善条件时, 将会提高紫外光的输出。

从表 2 的实验数据看出, 和频的谱宽较宽, 并且不同的波长和频曾出现不同的谱宽, 这是因为参量放大输出的谱宽较宽 (40~150 Å), 和频晶体有一定的接收角和不同频率时晶体色散也不相同所造成的。为得到窄谱宽必须用两个窄带宽的光源进行和频。

二、利用染料激光倍频产生可调谐激光

我们只对一种浓度的若丹明 6G 染料做了倍频实验。选用一块 I 类相位匹配的 ADP 晶体, $\phi = 45^\circ$, $\theta = 65^\circ$, 在腔外进行倍频, 其实验装置的方块图如图 3 所示。

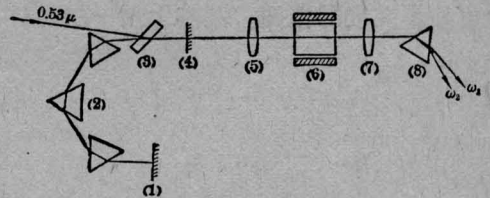


图3 染料激光器倍频的实验装置

- 1—宽带全反的反射镜; 2—棱镜色散系统; 3—染料盒; 4—输出端反射镜; 5—聚焦透镜; 6—倍频晶体; 7—准直透镜; 8—分光棱镜

染料激光器性能见 [8], 我们测量了倍频效率, 当基波功率为 3 兆瓦, 谱宽 15Å , 射束发散角 3 毫弧度时, 得到约 10% 的转换效率。

还测量了不同温度时倍频波长与晶体匹配角的关系, 与理论计算作了比较, 如图 4 所示。

表3 $d\theta/dT$ 在不同的 λ 和 T 时的实验值

λ (微米)	ΔT ($^{\circ}\text{C}$)	
	26~47	47~58
$d\theta/dT$ ($0/^{\circ}\text{C}$)		
0.3	0.076	0.20
0.29	0.10	0.22
0.28	0.15	0.30

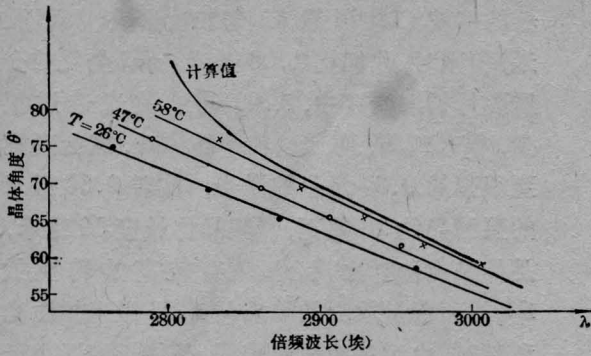


图4 不同温度时倍频晶体相位匹配角 θ 与倍频波长 λ 的关系

从图4可见,对此波段,温度较低时,可认为 θ 和 λ 成线性关系, $d\theta/d\lambda \approx -0.09^{\circ}/\text{\AA}$ 。而 $d\theta/dT = f(\lambda, T)$, 当 T 增加时, $d\theta/dT$ 增加, 当 λ 增加时, $d\theta/dT$ 下降。在 λ 为 $0.28 \sim 0.3$ 微米、 T 为 $26 \sim 58^{\circ}\text{C}$ 时, 从实验求得 $d\theta/dT$ 列于表3。

综上所述,利用倍频、和频产生可调谐激光还是比较容易实现的。对于和频而言,在可调谐光源不易作得很强的条件下,只要泵浦光足够强和适当选择晶体长度,就可实现高效率的转换。在 $0.3 \sim 0.4$ 微米的波段,和频晶体调谐角的变化是 7° 左右,用一块晶体是可以实现的。而倍频晶体的角度变化在 λ 为 $0.28 \sim 0.3$ 微米时为 20° 左右,通过温度变化可缩小角度的范围。基本上用一块晶体可

实现。用上述方法,在一台 YAG 激光器上用两块晶体实现了 $0.28 \sim 0.41$ 微米连续可调的波段复盖。

参 考 文 献

- [1] F. B. Dunning; *Opt. Commun.*, 1973, **7**, 181.
- [2] K. Kato; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **11**, 583.
- [3] Jean-Marc Halbout *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, No. 10, 1176.
- [4] R. E. Stickel; *Appl. Opt.*, 1978, **7**, 981.
- [5] S. E. Harris, D. M. Blom; *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **24**, 229.
- [6] W. Zapka; *Appl. Phys.*, 1979, **20**, 283.
- [7] F. Zernike, J. E. Midwinter; *Appl. Nonlinear Optics*, 1973.
- [8] 叶霖等;《激光》, 1978, **5**, No. 4, 10.