

态。另一种可能途径是放电时形成 HeF, 而 HeF 分解时形成激发氟原子, 再由前述途径进入 $3P^4$ 态, 从而形成粒子数反转。

此组激光, 尤其是 6348.5 埃可以用于泵浦红外染料, 也可以作为进行喇曼光谱研究的强激发光源。如果采用最佳气体比及总压、最佳放电参量, 进一步采用流动和掺杂技术, 不仅可能提高功率而且也可能提高重复率。这组激光有 13% 的量子效率, 成为一种在可见波段中比较实用的高功率激光器件是颇有希望的。

参 考 资 料

- [1] M. A. Kovace, C. J. Ultee; *A. P. L.*, **17**, p. 39~40(1970).
- [2] W. O. Teffere, C. E. Wiewall; *A. P. L.*, **17**, p. 444. (1970).
- [3] A. E. Florin, R. J. Teneen; *IEEE. J. Quantum Electronic*, **Q-E7**, p. 472(1971)
- [4] D. G. Sutton, L. Galuan, P. R. Valonzuela; *IEEE. J. Quantum Electronic*, **Q-E11**, p.54 (1975).
- [5] I. J. Bigio, R. F. Begleg; *A. P. L.*, **23**, No. 5, p. 263(1976)
- [6] L. Hocker, Trink Bang Phi, *A. P. L.*, **29**, No. 8, p. 493(1976).
- [7] Charlotte E. Moore, "Atomic Energy Levels", **1**, 1949.

2660 埃激光的产生及应用

杨香春 杨天龙 舒海珍 张新因 叶 霖

(中国科学院上海光机所)

提 要

强紫外激光有着广泛的应用前景, 利用倍频技术产生紫外激光是重要的途径之一。我们进行了钷铝石榴石激光器倍频技术的研究, 用 KDP 和 ADP 两块非线性晶体进行两次倍频, 把 1.06 微米波长的红外激光转换成 2660 埃波长的紫外激光, 其总的能量转换效率大于 5%, 2660 埃激光的峰值功率大于 3 兆瓦, 重复频率 10 次/秒。此激光器用于育稻种和辐照链霉素优选菌种取得明显效果, 在其他方面, 应用潜力也很大。

为提高倍频转换效率, 我们测量了影响倍频的有关参量, 并与计算值做了比较。其实验装置如图 1 所示。高效率倍频, 一方面要求基波有良好的特性, 另一方面要选择合适的非线性晶体。1.06 微米的激光是用一台 YAG 振荡放大系统的激光器提供的, 激光器的振荡级采用双 45° LiNbO₃ 晶体进行调 Q, 选取瞬时加电压的工作方式, 得到小于 10 毫微秒脉宽的偏振输出, 为提高方向性,

采用平凸不稳定腔, 得到 0.7 毫弧度发散角的光束, 从有规则的输出花样判断, 只有很少的横模参与振荡。振荡级的激光经过两级放大, 得到 600 毫焦耳的 1.06 微米的激光输出。

倍频晶体要选择抗破坏强度高, 非线性系数大, 光学均匀性好, 有相匹配角, 最好是 90° 相匹配的非线性晶体。LiNbO₃、LiIO₃ 虽有大的非线性系数, 但破坏阈值较低, 在脉冲

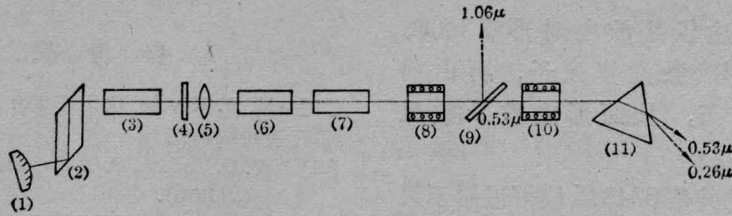


图1 产生2660埃激光的实验装置图

(1) 凸面1.06微米全反射镜; (2) LiNbO₃调Q晶体; (3) YAG棒; (4) 输出端反射镜; (5) 准直透镜; (6)和(7) YAG放大棒 I和 II; (8) KDP倍频晶体炉; (9) 45°入射1.06微米和0.53微米分光镜; (10) ADP晶体炉; (11) 石英色散棱镜

高功率激光倍频时, 选用 KDP、KD*P、CD*A、ADP 等晶体较好。

1.06 微米激光的倍频是用 KDP 晶体实现的, 按 I 类相匹配(*ooe*)把它切成与 x 轴夹角 $\varphi=45^\circ$, 与光轴 z 夹角 $\theta_m=41^\circ 31'$, 晶体尺寸 $20 \times 20 \times 36$ 毫米³。对平面波小信号近似谐波功率的转换公式^[1]为:

$$p(2\omega) = \frac{52.2 d^2 L^2 p(\omega)^2}{n(2\omega) n^2(\omega) \lambda^2} \left(\frac{\sin \frac{\Delta K L}{2}}{\frac{\Delta K L}{2}} \right)^2 \quad (1)$$

式中 d ——晶体的有效非线性系数, 对 KDP 晶体 $d=d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi, d_{36}=1.07 \times 10^{-9}$ esu;

L ——晶体长度; $n(2\omega)$ 、 $n(\omega)$ 分别为谐波和基波的折射指数;

λ ——基波波长, $p(\omega)$ 、 $p(2\omega)$ 分别为基波和谐波的单位面积的功率, 单位为瓦/厘米²;

$\Delta K = 2K_1 - K_2$, K_1 、 K_2 分别为基波和谐波的波矢, 单位为厘米⁻¹。

当 $\Delta K = 0$ 时, 二次谐波输出最大, 图 2 示出了在相匹配角附近二次谐波输出功率随失配角的变化曲线。从图看出半功率的全宽角为 1.5 毫弧度, 根据计算公式:

$$\Delta\theta = \frac{0.44 \lambda_1}{L(n_2^0 - n_2^e) \sin 2\theta_m} \quad (\text{弧度}) \quad (2)$$

对 $L=3.6$ 厘米的 KDP 晶体, $n_2^0 - n_2^e = 0.042$ ^[2], 求得 $\Delta\theta = 0.3$ 毫弧度, 测量比计算偏宽是因为激光的发散角在 3 毫弧度时测得的(平板腔激光器的数据)。

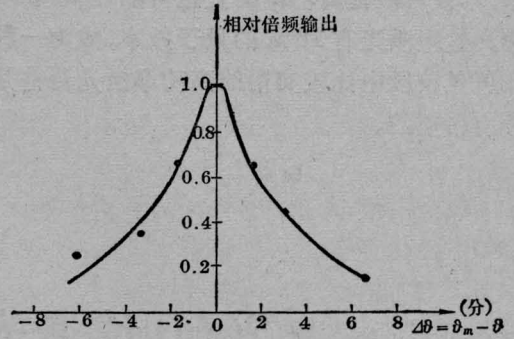


图2 KDP 晶体1.06微米激光的倍频效率与失配角 $\Delta\theta$ 的关系 ($\theta_m=41^\circ 31'$)

激光的模式对倍频效率的影响也是很大的, 激光模式与很多因素有关, 比如脉冲重复率, 系统的泵浦能量等都引起激光模式的改变, 我们测量了倍频效率与激光器泵浦能量的关系, 数据列于表 1。

表1 倍频效率与泵浦能量的关系

泵浦电压 (伏)	基波能量 (毫焦耳)	谐波能量 (毫焦耳)	倍频效率
1100	427	99.9	23.4%
1200	502	105.1	21%
1300	554	109.8	19.8%

虽然基波和谐波的功率都随着泵浦的能量增加而增加, 但二次谐波的转换效率则降低, 这是因为随着泵浦能量的增加, 参与振荡的横模增多的缘故。

晶体长度对倍频效率的影响, 无论从小信号近似公式(1)还是严格解导出的二次谐波的功率公式 $\eta = \frac{p(2\omega)}{p(\omega)} = \tanh^2 \frac{L}{L_{SH}}$ 来看, 都是晶体越长越好, 因为他们没有考虑晶

体的损耗,实际上晶体越长,吸收损耗越大,且晶体的光学均匀性难于保证,再加上激光不是理想的平面波,晶体越长对激光器的要求越严格,角匹配还有由于基波的 o 光与谐波的 e 光传播方向不一致引起的孔径长度问题,因此晶体不能过长,保证一定倍频转换即可,一般取 75% 转换的特征长度

$$L_{SH} = \left[\frac{4\pi\omega^2 d}{K_1 c^2} \varepsilon_1(o) \right]^{-1} \quad (3)$$

式中 $\varepsilon_1(o)$ 是基波场强,取静电单位, ω 为基波频率, c 为光速。我们测试了几块不同长度 KDP 晶体的谐波效率,列于表 2。

表 2 不同长度晶体的倍频效率

	L (厘米)	η (%)	$\alpha_{吸}$ (厘米) $^{-1}$	$T_{损}$ (%)
1#	3.38	17.1	0.035	19.1
2#	3.88	18.2	0.054	23.9
3#	4.5	14.5	0.075	34.5
4#	9.5	16.3	0.053	45.4

$\alpha_{吸}$ 为吸收系数; $T_{损}$ 为 1.06 微米激光透过晶体的损耗(包括反射损失)。

从表 2 看出 2# 晶体为最佳长度的晶体,与功率为 50 兆瓦激光截面 0.38 厘米 2 求得的 $L_{SH} \approx 3.0$ 厘米比较接近。对多纵模的激光,式(3)中的 d 应为 $[(2N-1)/N]^{1/2}d$, N 为纵模数,当 N 很大时,相当 d 增加了 $\sqrt{2}$ 倍^[1], L_{SH} 缩短到 0.7 倍。实际上,对相位无规的模产生很大的波动,这是没有实际价值的,只有在相位有规律的频率模中,各个模又满足相匹配的条件下才是有意义的。

晶体温度对相匹配角的影响,在 $\theta_m = 41^\circ 31'$ 附近是不灵敏的,实验测得是线性关系, $\frac{d\theta}{dT} \approx 0.4' / ^\circ\text{C}$, 1.06 微米激光倍频效率达到 25%。转换效率较低是由于激光的发散角偏大,谱宽较宽(1~2 埃),以及晶体的损耗引起的。

0.53 微米激光的倍频是用 ADP 晶体实现的,按 I 类相匹配,把它切成与 x 轴夹角 $\varphi = 45^\circ$, 与光轴 z 夹角 $\theta_m = 90^\circ$, 相匹配温

度 $\sim 50^\circ\text{C}$, 测量了相匹配温度附近四次谐波的功率输出与失配角的关系,如图 3 所示,对 $L = 5.0$ 厘米的晶体,半功率输出的全角宽为 6 毫弧度,而按公式

$$\Delta\theta = \left[\frac{0.44\lambda_1}{(n_2^o - n_2^e)L} \right]^{1/2} \quad (\text{弧度}) \quad (4)$$

计算, $\lambda_1 = 0.53$ 微米, $n_2^o - n_2^e = 0.0461$, $\Delta\theta = 10$ 毫弧度,实验值偏小是因为不是在严格相匹配温度下测量的,非严格相位匹配对光束的束宽角要求不严格,因此可用于聚焦光束的倍频。

对 1 厘米长的晶体, 90° 相匹配温度时,半功率输出的温度全宽按公式

$$\Delta T = \frac{0.44\lambda_1}{L} / \frac{d(n_2^o - n_1^o)}{dT} \quad (^\circ\text{C}) \quad (5)$$

计算是 0.59°C , 我们使用的 ADP 晶体 $L = 5.0$ 厘米,半功率点的相匹配温度的全宽是 0.12°C , 要求很严格,要一个精密设计的高精度、高稳定度的恒温炉,这是比较难做的,在实验中,实际上还是选用调整角度进行相匹配。

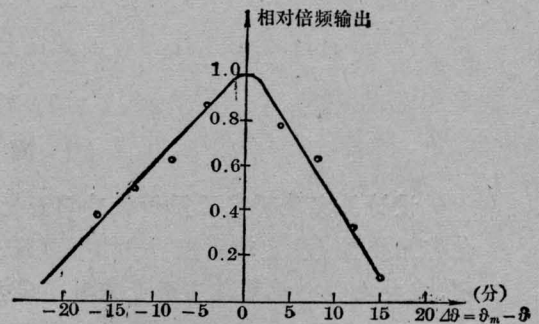


图 3 ADP 晶体 90° 相匹配 2660 激光输出与失配角 $\Delta\theta$ 的关系

在相匹配温度附近,测量了匹配角和温度的关系是线性关系, $\frac{d\theta}{dT} = 90' / ^\circ\text{C}$, 显然,角度对温度是非常灵敏的,但此时晶体的接收角很宽,还可以长时间地稳定工作。此级倍频转换效率也达到 25%。

用倍频方法产生几兆瓦的峰值功率,几百毫瓦的平均功率的紫外光还是有其优越性

的。由于短波长强激光的出现,会使一些应用课题的研究得到广泛的开展。几年来,在激光育稻种方面有了明显的效果,经过2660埃激光辐照的稻种生长快、叶宽、叶绿素含量高,成熟期早,并遗传了四、五代,目前正在实验中。在辐照链霉素菌种的工作中,与快中子辐照配合,得到新链霉素菌种,提高产额近20%。这说明激光在生物化学、激光诱导遗传因子变异方面,2660埃是一个很好的波长;此外,各种物质在强紫外激光的照射下,都产生很强的荧光,因此可作为荧光谱和喇曼谱的激发光源,来研究物质结构的特性;用短脉冲紫外激光激发物质,可开展物质激发态的物理化学性质的研究;该相干辐射光源,可

用透镜聚焦成很小的光斑,高能量的光子流,对物质的破坏本领很大,可用来研究破坏的机理;还可做为研究非线性效应的光源,染料激光器的泵浦源等,国外也很重视这个波长,他们认为在激光诱导光化学,特别是同位素分离和核聚变的研究中有着重要的作用^[3]。总之,从目前初步观察到的一些应用和预期的一些应用来看,2660埃的强激光有着广阔的应用前景。

参 考 资 料

- [1] F. Zernike, J. E. Midwinter, Applied Nonlinear optics, 1973.
- [2] 激光与红外, 1976, 10期。
- [3] Appl. Phys. Lett., 1976, No. 1, p. 32~34.

虚共心型介稳腔输出特性的研究

赫光生 刘凤兰 朱大庆

(中国科学院上海光机所)

提 要

设计并实验研究了用于钎玻璃激光器的几种虚共心型介稳腔系统,并与几种其他常用腔型(稳定球面腔、平行平面腔、非稳腔)的输出特性作了比较。实验结果表明,虚共心型介稳腔输出激光束具有低发散角、高亮度和场图分布均匀性高等优点。

一、引 言

采用几何光学理论所作的分析表明,满足条件 $g_1g_2=1$ 的虚共心型介稳腔,其波型限制能力,在同样腔长的条件下,与平行平面腔相比有显著增强,因此,用于实际激光器系统中可期望获得较小的输出光束发散角和较高的定向亮度^[1]。为从实验上验证上述理论推断是否正确,设计了几种用于脉冲钎玻璃激

光器的虚共心腔系统,并研究了这几种介稳腔系统的输出激光特性(能量、发散角、亮度、场图分布均匀性等)和在同样激光器条件下与其他几种常用腔型(稳定球面腔、平行平面腔、非稳腔)的输出特性作了比较。

二、实验装置和条件

不同腔型的比较实验均是在同一钎玻璃激光器装置上进行的。钎玻璃圆棒为 $\phi 30 \times$