

利用倍频技术产生 2650Å 紫外激光*

吕绍兴 徐大顺 非线性光学研究小组
(山东大学光学系) (中国科学院物理研究所)

紫外激光在光化学、生物化学、高能光子研究、农业等方面有广泛的应用。由于自发辐射几率与频率的三次方成正比，因此直接通过受激发射获得紫外激光是比较困难的，于是人们常常利用非线性光学晶体的倍频效应来产生紫外激光。

1975年4月到7月，山东大学光学系工农兵学员吕绍兴、徐大顺到中国科学院物理研究所激光研究室非线性光学研究小组进行毕业实习，参加了该组的工作，在此期间做了将钽玻璃激光器输出的 1.06μ 红外激光经过两次倍频以后产生 2650Å 紫外激光的工作，本文对此工作作一个简单的介绍。

一、实验装置

根据当时的条件，我们对实验作了如下安排：

我们用转镜调 Q 钽玻璃激光器作为基频光源，激光器的工作物质为 φ16 × 250mm 的钽玻璃棒，转镜的转速为 10,000 转/分钟，经过倍角加速，输出平面镜的透过率为 60%，谐振腔腔长为 500mm，聚光腔为双大丰圆腔，采用双灯泵浦，测得激光输出的脉冲宽度约为 50ns，峰功率约为 40MW，输出的激光是不偏振的。

1.06μ 激光通过一块按布儒斯特角放置的玻璃片而入射到第一块倍频晶体上，使得对倍频效应有用的偏振分量基本上没有损失，而被玻璃片反射的一小部分激光入射到一个能量计上，作为对基频输出的监视，以便在实验过程中测出基频输出的强度起伏。

我们选择的第一次倍频的晶体是 LiIO₃，属于 C₆-6 晶类，其透明区由《激光手册》查出近似地为 0.3μ—6μ，LiIO₃ 的优点是非线性系数较大^[1]，它的非零非线性系数为：

$$d_{15} = d_{24} = d_{31} = -d_{32} \text{ 及 } d_{33}.$$

$$d_{31}(\text{LiIO}_3) = (11.9 \pm 1.0)d_{31}(\text{KDP}).$$

LiIO₃ 只有第一类相位匹配 (o + o → e)，计算的匹配角为：

$$\theta_m = 29.8^\circ.$$

实验结果与计算相符。LiIO₃ 晶体是按 θ_m 切割的，厚度为 15mm，表面镀单层增透膜，也起一定的防潮作用。

在 LiIO₃ 晶体之后放置一块滤光片，让产生的倍频光 (5300Å) 通过，滤掉 1.06μ 的基频光。然后 5300Å 的激光经透镜聚焦后入射到第二块倍频晶体上。

我们选用的第二块倍频晶体是 ADP，主要是因为 ADP 在紫外波段的透过率比其他非线性晶体高得多，由《激光手册》查得 ADP 的透明区近似地为 0.125μ—1.7μ。ADP 的另一个优点是对于 5300Å 的倍频很容易实现最佳相位匹配，即 90° 相位匹配，只要把 ADP 晶体控制在一定的温度下就可以了。利用经验公式^[2]

$$n^2 = A + B\nu^2/(1 - \nu^2/c) + D/(E - \nu^2),$$

(式中 n 为折射率，ν 为波数，A、B、C、D、E 为经验常数)，我们求得 ADP 的折射率如表 1 所示。

表 1 ADP 的折射率

λ	n _o	n _e
5300 Å	1.5277	
2650 Å	1.5797	1.5266

再利用经验公式^[3]：

$$n(T) = n(298\text{K}) + \Delta n,$$

$$\Delta n = (n^2 + an + b)c \cdot \Delta T,$$

$$\Delta T = (298 - T)K.$$

式中 a、b、c 为经验常数，对于 ADP 来说，其值如表 2

表 2 ADP 的经验常数

	a	b	c(K ⁻¹)
o 光	-3.0297	2.3004	0.713 × 10 ⁻²
e 光	0	0	0.675 × 10 ⁻⁴

* 1976 年 1 月 2 日收到。

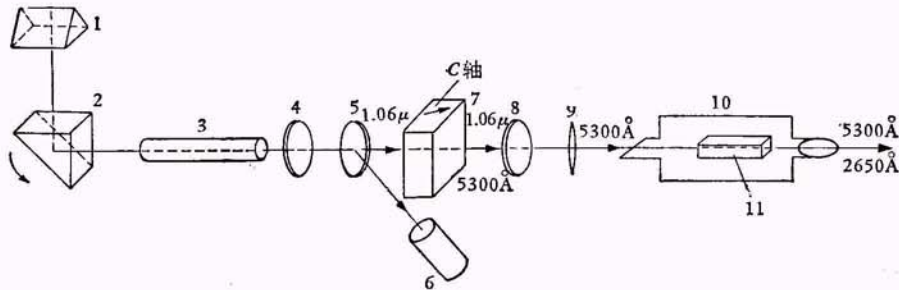


图1 实验装置示意图

1——固定的全反射棱镜；2——转动棱镜；3——钽玻璃棒；4——输出镜；5——玻璃片；6——基频监视；7——LiIO₃晶体；8——滤光片；9——会聚透镜 ($f = 420\text{mm}$)；10——恒温炉；11——ADP晶体。

所示。

在匹配温度(T_{PM})下可实现 90° 相位匹配, 应该有 $n_o(5300 \text{ \AA}) = n_e(2650 \text{ \AA})$,

并由计算可以得到

$$T_{PM} = 325.4\text{K} = 52.4^\circ\text{C}.$$

为了把晶体的温度控制在 T_{PM} 附近, 我们设计制作了一个恒温炉, 控制温度的范围在室温以上到 100°C , 控温的精度优于 0.1°C , 在放置 ADP 晶体的区域中温度差小于 0.1°C . 为了防止 ADP 晶体受到过大的热冲击, 升温的速率应小于 $5^\circ\text{C}/\text{分钟}^{[4]}$.

ADP 属于 $\bar{4}2m$ 晶类, 非零的非线性系数为

$$d_{36} = d_{23} = d_{14}.$$

对于 90° 相位匹配, 晶体应作 $45^\circ Z$ 切割. 为了保证在晶体横截面上温度均匀, 我们把晶体截面切得较小, 为 $8\text{mm} \times 8\text{mm}$, 晶体长度为 60mm .

由于光束截面大, 晶体截面小, 因此必须将 5300 \AA 激光光束会聚一下, 此外, 聚焦还能提高倍频转换效率. 钽玻璃激光器的输出模式极其复杂, 要准确计算最佳的透镜焦距是非常困难的, 不过我们可以假设它是一个高斯光束来作一个粗略的估计. 按照博伊德 (G. D. Boyd) 和克兰曼 (D. A. Kleinman) 的理论^[5], 最佳聚焦条件为:

$$l/b = 2.84.$$

其中 l 是晶体长度, $b = w_0^2 k$ 是共焦参量, 由此求得聚

焦光束的腰部半径 $w_0 = 3.42 \times 10^{-3}\text{cm}$. 我们的光束半发散角为 $1-2\text{mrad}$. 在晶体中, 要把这样的光束聚焦为半径为 $3.42 \times 10^{-3}\text{cm}$ 的光斑, 就要用焦距为几个厘米的会聚透镜, 实际上这是不可能的. 其原因首先是透镜焦距必须比恒温炉炉体的一半长, 其次是焦点光斑过小, 造成功率密度太大, 会使晶体破坏. 我们经过反复实验, 确认用焦距为 420mm 的透镜聚焦不会造成晶体损伤, 就采用了这样的透镜.

整个实验装置如图 1 所示.

二、实验结果及讨论

首先我们在恒温炉的后面放上石英棱镜摄谱仪, 改变 ADP 晶体的温度, 同时拍摄 5300 \AA 和 2650 \AA 激光的光谱, 所得到的光谱如图 2 所示. 从图 2 我们看到随着晶体温度的升高, 在 2650 \AA 谱线的长波方向出现了另一条谱线, 而且随着温度升高而向长波方向移动, 这一现象是很值得研究的. 后来我们又多次拍摄光谱, 进一步探索这一现象, 发现情况是这样的: 当晶体温度为 $45-46^\circ\text{C}$ 左右的时候, 出现的只是一条较强的谱线. 晶体温度高于或低于这一温度时在大多数情况下出现两条谱线, 其中一条谱线的位置基本上保持不动, 即与在 $45-46^\circ\text{C}$ 条件下得到的一条谱线的位置基本上重合; 而另一条谱线的位置随着温度的改变而

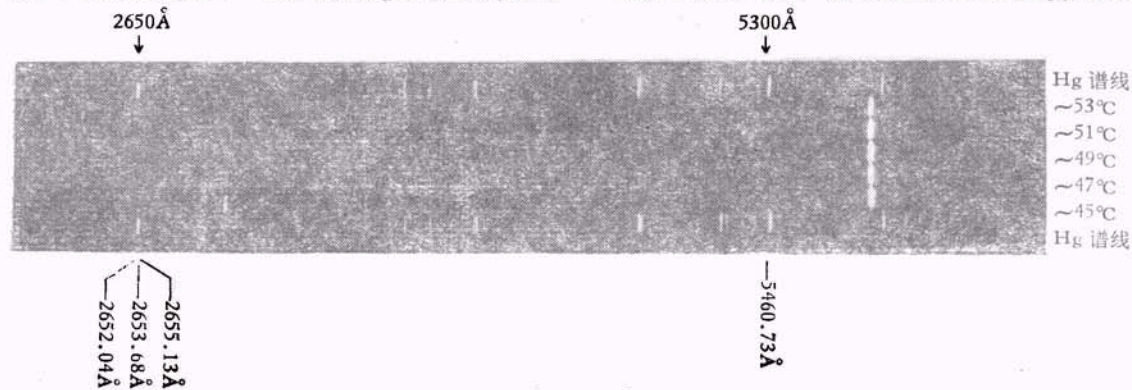


图2 5300 \AA 和 2650 \AA 的激光光谱

表3 紫外激光相对强度与温度关系

T(°C)	38.7	39.3	40.2	41.2	41.9	42.6	43.5	44.2	44.9	45.2	45.7	46.3	47.2	47.6	48.5	49.4	50.8	52.3	53.0
相对强度	1.7	2.4	3.9	4.2	13	22	27	40	47	55	52	50	41	29	22	20	9.6	3.2	1.7
归一化	0.031	0.044	0.071	0.076	0.236	0.400	0.491	0.727	0.855	1	0.945	0.909	0.745	0.527	0.400	0.364	0.181	0.058	0.031

移动,当温度高于45—46°C并且逐渐升高时,谱线向长波方向移动,当温度低于45—46°C并且逐渐降低时,谱线向短波方向移动。移动的那条谱线强度比固定谱线强。在少数情况下只出现位置变动的那一条谱线。

为了解释这一现象,我们又做了一些实验,初步认为这一现象是由于基频激光的一定的光谱分布造成的。在拍摄了1.06μ基频激光和5300Å倍频激光的光谱细结构以后是可以比较严格地解释这一现象的,但由于条件的限制,后来实验工作未进行下去。

然后我们利用摄谱仪里面的那块石英棱镜来分开2650Å和5300Å的激光,并加上适当的滤光片衰减紫外激光,并用光电倍增管测量了紫外激光的相对强度。我们发现,在基频强度不变的条件下,输出的紫外激光的强度也有百分之几十的起伏。我们取多次实验数据的平均,再加以归一化(见表3),然后画出归一化相对强度随温度变化的曲线,如图3所示。从图3我们得到最佳相位匹配温度 $T_{PM} \approx 45.4^\circ\text{C}$,相对强度与温度的关系曲线的半极大全宽度 $\Delta T_{1/2} \approx 4.7^\circ\text{C}$ 。

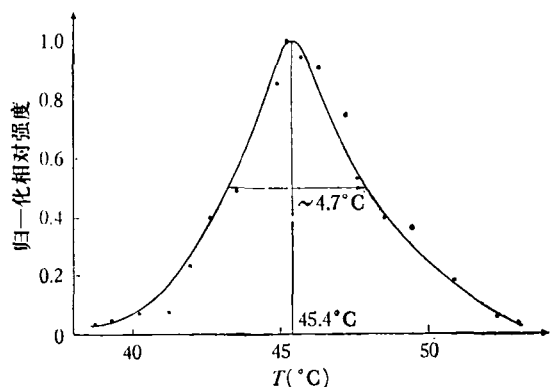


图3 紫外激光归一化相对强度随温度变化曲线

T_{PM} 的测量值与计算值相差较大,这是不奇怪的,休思(B. G. Huth)和羌(Y. C. Kiang)曾经指出^[6],利用菲利普斯(Phillips)的经验公式进行计算是有系统误差的,在高于室温时计算的温度高于实测温度。此外,我们的实验结果与国外报导的结果是比较相符的,申克(D. P. Schinke)用Nd:YAG激光器做实验测得从5320Å倍频到2660Å时ADP的 $T_{PM} = 49.5^\circ\text{C}$ ^[7];而我们的绿色激光的中心波长为5300Å左右,根据休思和羌所给的曲线^[6],基频波长每减少100Å,相位匹配温度约降低三十多度,因此在我们的情况下 T_{PM} 应

该比49.5°C低三、四度,我们的测量结果是比49.5°C低4.1°C,两者基本上是相符的。

我们测得的 $\Delta T_{1/2}$ 是比较宽的,达到了4.7°C。这主要是由于钽玻璃激光的光谱宽度较大,因此在较宽的温度范围内总有一定的频率成分可以满足相位匹配条件,从而使 $\Delta T_{1/2}$ 变宽。此外,我们所用的晶体光学均匀性不是特别好的,在偏光显微镜下观察,移动晶体时干涉花样略有畸变,这说明在晶体的不同部位实际上可能有不同的相位匹配温度,这也使测得的 $\Delta T_{1/2}$ 变宽。

最后我们测量了倍频的转换效率。测得第一次倍频的转换效率为~5%,5300Å激光的能量为~100mJ,峰功率为~2MW。由于插入的滤光片及其他光学元件的吸收、反射、散射等损耗,入射到ADP晶体上的5300Å激光的能量就只有几十毫焦耳了。我们仍然用摄谱仪里面的那块石英棱镜来分光,用中国计量科学院生产的一台能量计配上灵敏检流计来测量2650Å紫外激光的能量。测量的结果是紫外激光的能量~0.2mJ。由于测量仪器非常灵敏,环境温度的微小改变就产生很大的零点漂移,所以测量误差很大,测得的结果只有数量级的意义。还需指出,该能量计对于波长小于3000Å的激光的光谱响应没有校准过,分光时造成的光损耗亦没有进行仔细的测量。因此我们只能估计产生的紫外激光能量为0.1mJ的数量级,大约是零点几个毫焦耳;第二次倍频的能量转换效率为1%的数量级。

最后我们要说明一下,第一次倍频的转换效率5%,并未达到我们过去曾达到过的最好水平,在一般情况下达到10%以上是可以做到的。将整个实验的各个环节加以改进,使第二次倍频的转换效率大大提高一步也是完全有可能的,这里所报导的只是一个初步的结果。

参 考 文 献

[1] Nash, J. R. et al., *J. Appl. Phys.*, **40** (1969), 5201.
 [2] Zernike, J., *J. Opt. Soc. Am.*, **54** (1964), 1215.
 Zernike, J., *J. Opt. Soc. Am.*, **55** (1965), 210.
 [3] Phillips, R., *J. Opt. Soc. Am.*, **56** (1966), 629.
 [4] Adhav, R. S. and Wallace, R. W., *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-9** (1973), 855.
 [5] Boyd, G. D. and Kleinman, D. A., *J. Appl. Phys.*, **39** (1968), 3597.
 [6] Huth, B. G. and Kiang, Y. C., *J. Appl. Phys.*, **40** (1969), 4976.
 [7] Schinke, D. P., *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-8** (1972), 86.