

# BBO 晶体的五倍频

尤晨华 范琦康 陆祖康

(浙江大学光仪系)

尤桂铭

(中国科学院福建物质结构研究所)

## 提 要

本文报道了用 BBO 晶体对 Nd:YAG 激光器输出的 1064 nm 光的五倍频, 获得了 213 nm 的紫外输出, 266 nm 转换至 213 nm 的转换效率达 48%, 并用数值积分的方法从理论上分析了 1064 nm 与 266 nm 的混频过程, 得出的结论与实验结果相符。

关键词· 五倍频,  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 晶体。

## 一、引 言

偏硼酸钡( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 简称为 BBO)晶体是近年来发展起来的新型非线性晶体<sup>[1]</sup>。由于它具有大的非线性系数, 良好的光学机械性能, 已被用来作为倍频、混频<sup>[2, 3]</sup>及光参量器件<sup>[4]</sup>。BBO 晶体紫外透过能力相当宽, 可至 190 nm, 且具有比尿素更大的双折射率及相当的色散率, 因而可相位匹配的波段非常宽, 室温时, 在整个透明波段内都能满足相位匹配条件。我们利用 BBO 晶体这些良好的紫外性能, 获得了 Nd:YAG 激光器的 1064 nm 输出的五次谐波 213 nm, 四次谐波转换为五次谐波的效率达 48%, 这个结果与用尿素所作的五倍频的效率相近, 但其输入的四次谐波能量小于输入到尿素的四次谐波能量<sup>[5]</sup>。同时还用数值积分的方法从理论上分析了 1064 nm 与 266 nm 的混频过程, 得出的结论与实验结果相符。

## 二、BBO 晶体五倍频的理论分析

用 BBO 晶体将 1064 nm 与 266 nm 混频来得到 1064 nm 的五倍频光必须采用 I 型匹配方式, 按照 K. Kato 修正过的折射率色散公式<sup>[3]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} n_o^2 &= 2.7362 + \frac{0.01954}{\lambda^2 - 0.01692} - 0.01296\lambda^2, \\ n_e^2 &= 2.3697 + \frac{0.01260}{\lambda^2 - 0.01641} - 0.01141\lambda^2. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

它的匹配角  $\theta = 50.7^\circ$ 。

1064 nm 与其四次谐波 266 nm 混频获得 213 nm 的相互作用过程可用三波耦合幅度

方程来描述<sup>[6]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} du_1/d\zeta &= -u_2u_3 \sin \theta, \\ du_2/d\zeta &= -u_3u_1 \sin \theta, \\ du_3/d\zeta &= u_1u_2 \sin \theta, \\ d\theta/d\zeta &= \Delta\delta + \operatorname{ctg} \theta (d/d\zeta) [\ln(u_1u_2u_3)]. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中  $u_j^2 (j=1, 2, 3)$  是波长为  $\lambda_j$  的光波的光子密度与总功率密度之比。  $\Delta\delta = \Delta k z / \zeta$ ,  $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ ,  $\zeta = [4\pi^3 \alpha_{\text{eff}}^2 w / (n_1 n_2 n_3 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \epsilon_0)]^{1/2} z$  ( $w$  为总功率密度), 参与相互作用的各波之振幅为

$$E_j(\gamma, t) = \frac{1}{2} E(\gamma, \omega_j) e^{-i2\pi\omega t/\lambda} + \text{c. c.},$$

各波之功率密度为  $I_j = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n_j |E_j|^2$ 。假定  $\omega_1, \omega_2$  为两输入波的频率, 其初始条件可表示为:

$$I_{10} = (1-M)w, \quad I_{20} = Mw, \quad I_{30} = 0. \quad (3)$$

式中  $I_{10}, I_{20}, I_{30}$  分别为两输入光波及和频光的初始功率密度,  $M$  为输入晶体时频率为  $\omega_2$  的输入波功率密度与总功率密度之比, 当满足相位匹配条件  $\Delta k = 0$  时, 方程(2)的解可写成:

$$u_3^2(\zeta) = \begin{cases} \frac{M}{\omega_2} \operatorname{sn}^2[\sqrt{(1-M)/\omega_1} \zeta, \sqrt{M\omega_1/(1-M)\omega_2}], & M < \omega_2/(\omega_1 + \omega_2), \\ \frac{1}{\omega_1 + \omega_2} \operatorname{th}^2[\sqrt{1/(\omega_1 + \omega_2)} \zeta], & M = \omega_2/(\omega_1 + \omega_2), \\ \frac{1-M}{\omega_1} \operatorname{sn}^2[\sqrt{M/\omega_2} \zeta, \sqrt{(1-M)\omega_2/M\omega_1}], & M > \omega_2/(\omega_1 + \omega_2). \end{cases} \quad (4)$$

可见, 在完善匹配条件下, 所产生的和频光功率密度一般情况下为一雅可比椭圆函数<sup>[7]</sup>的平方, 它的周期为

$$T = 2K = 2 \int_0^1 dt / \sqrt{(1-t^2)(1-\gamma^2 t^2)}. \quad (5)$$

其中

$$\gamma^2 = \begin{cases} M\omega_1/(1-M)\omega_2, & M < \omega_2/(\omega_1 + \omega_2), \\ 1, & M = \omega_2/(\omega_1 + \omega_2), \\ (1-M)\omega_2/M\omega_1, & M > \omega_2/(\omega_1 + \omega_2). \end{cases} \quad (6)$$

当  $M = \omega_2/(\omega_1 + \omega_2)$ , 即输入到晶体的两束光的功率密度之比等于它们的频率之比时, 输入晶体的两光波的光子数相等, 产生一一对应的转换, 数学上表示为周期为无穷大, 椭圆函数退化为双曲正弦函数, 一般的 I 型倍频和 II 型倍频( $\theta_p = 45^\circ$ )都属于这类情况。

当  $M \neq \omega_2/(\omega_1 + \omega_2)$ , 也即输入晶体的两光波的光子数不相等时, 和频光的功率密度将随晶体长度作周期性变化, 且两输入波的光子数相差愈悬殊, 周期愈短(如图 1), 在绝大多数情况下, 五倍频是属于这一类型的和频从物理上来说, 由于两输入波的光子数不相等, 其中一个输入波的光子数将先消耗完毕, 而另一个波还有剩余光子。于是这剩下的光波将与所产生的和频光波发生差频作用, 导致逆转换, 这一点对五倍频尤为重要。从另一个角度看, 一旦晶体长度确定, 和频光的功率密度是否达到最大值则取决于参加和频的两输入光的功率密度以及这两个输入波的功率密度之比。由(4)式, 可以更确切地说, 和频光所能达到

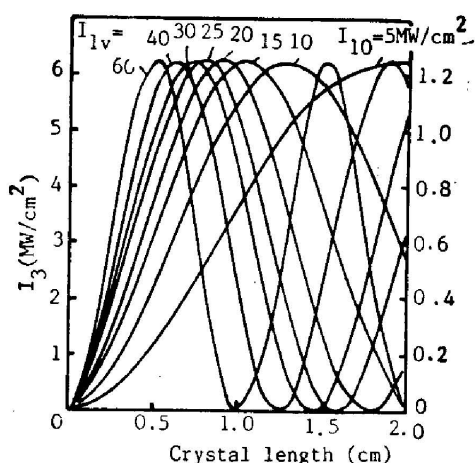


Fig. 1 The Relation Between the power densities of the two input beams (1064 nm and 266 nm) and the power density of output beam (213 nm). The power density at 266 nm is  $I_{20} = 5 \text{ MW/cm}^2$

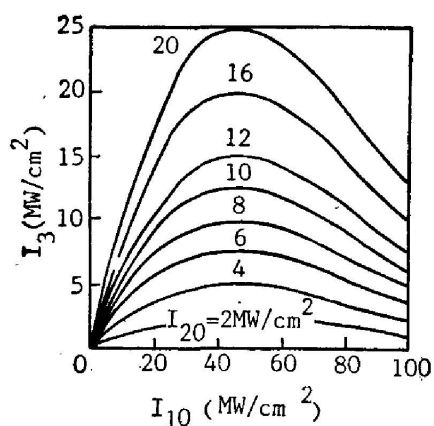


Fig. 2 The characteristics of fifth harmonic generation when the crystal length is given ( $l = 6 \text{ mm}$ )

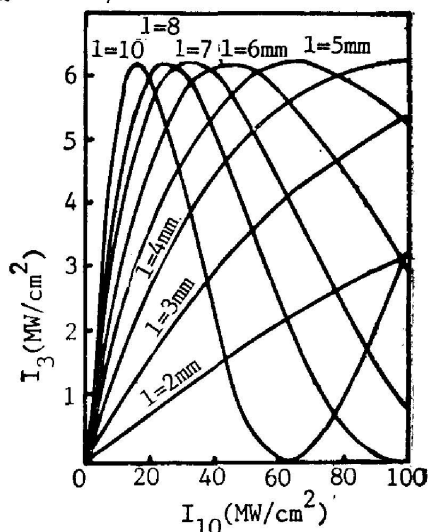


Fig. 3 Influences of the power density of fundamental on the power density of fifth harmonic ( $I_{20} = 5 \text{ MW/cm}^2$ )

的最大输出取决于光子数较少的输入波 (如图 2), 而真正获取这一最大输出则要靠另一个光子数较多的输入波, 它的功率密度若正好使雅可比椭圆函数处于半周期处, 那么和频输出就达最大值。否则, 若小于半个周期, 达不到最大值; 而大于半个周期, 则将产生逆转换, 也不能获得最大值 (如图 3)。这是因为两输入波的光子数相差愈悬殊, 光子数较少的那个输入波与另一输入波光子的相互作用的机会就愈多, 使其在较短的晶体长度下就能获得可得到的最大输出。

### 三、实验结果及分析

在我们的实验中, 五倍频是通过如下的途径获得: 将 1064 nm 的激光通过倍频得到

532 nm 的绿光,再倍频后,获得四次谐波 266 nm,最后 266 nm 与剩余的 1064 nm 混频,取得 213 nm 的紫外光,图 4 表示了各个波的偏振态。

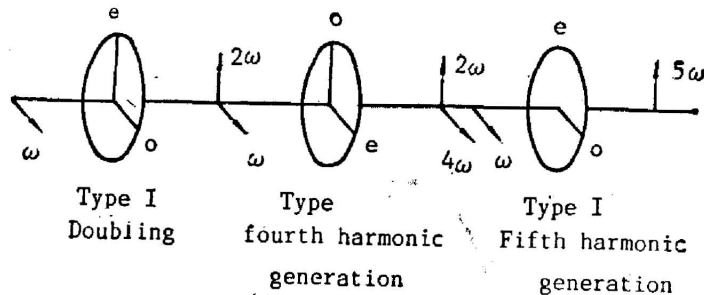


Fig. 4 Polarization of each harmonic in fifth harmonic generation

五倍频的实验装置如图 5 所示。泵浦光源是一个电光调 Q 的 Nd:YAG 激光器,其振荡级是一个望远镜腔<sup>[3]</sup>,倍频器是厚 7 mm 的 I 型 BBO 晶体,四倍频器也是 I 型 BBO 晶体,厚 6 mm, BBO 五倍频晶体厚度为 6 mm。我们定义五次谐波的转换效率为五次谐波能量与四次谐波能量之比:

$$\eta = (0.96)^{-2} E^{5\omega} / E^{4\omega}. \quad (7)$$

式中  $E^{5\omega}$ 、 $E^{4\omega}$  为直接测量到的五次谐波和四次谐波能量值,系数表示扣除不镀膜晶体表面的菲涅耳反射损耗,因为这种菲涅耳损耗可以通过在晶体表面镀增透膜来消除。

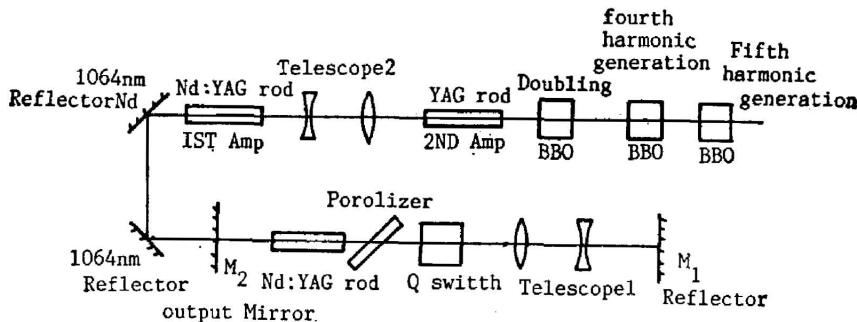


Fig. 5 Setup for the experiment of fifth harmonic generation

五倍频的结果最终取决于输入到五倍频晶体的 266 nm 和 1064 nm 的功率密度,它们的功率密度之比以及它们的光束质量。从 Nd:YAG 激光器输出的 1064 nm 辐射为 492 mJ,光斑尺寸  $\phi 6$ ,脉宽 15 ns,经过倍频晶体后得 272 mJ 的 532 nm 的绿光,这绿光再经过倍频得到 20 mJ (相当于  $4.7 \text{ MW/cm}^2$ ) 的 266 nm 的紫外辐射,1064 nm 的基波光经过两块晶体后还剩下 270 mJ ( $64 \text{ MW/cm}^2$ ),与 266 nm 光混频,输出的 213 nm 的五倍频光为 6.4 mJ ( $1.5 \text{ MW/cm}^2$ ),四次谐波转换成五次谐波的效率  $\eta = 35\%$ 。而最高的转换效率是当基波能量为 282 mJ 时得到的,此时 532 nm 能量为 51.2 mJ, 266 nm 为 6.8 mJ ( $1.6 \text{ MW/cm}^2$ ), 213 nm 为 3.0 mJ,五次谐波的转换效率达 48%。图 6 给出了 1064 nm 的二次、四次、五次谐波的荧光点。

显然,这个实验结果与前一节的理论分析有相当的差异,这主要是因为前一节的理论模型是在理想的均匀平面波且无损耗的情况下建立的。由于光束都有一定的发散度,从而造

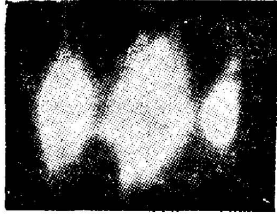


Fig. 6 The photo of fluorescences. From left to right the fluorescences are respectively: second, fourth and fifth harmonic of 1064 nm

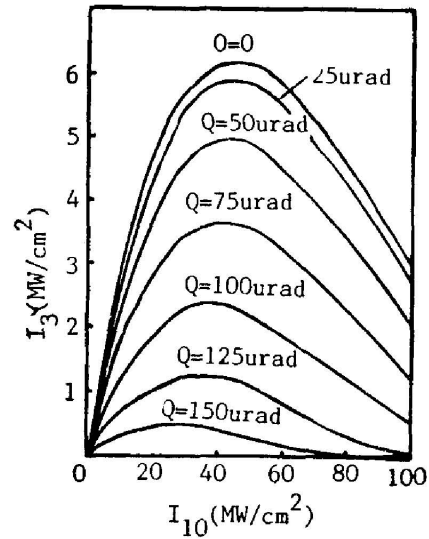


Fig. 7 Influences of beam divergence on power density of fifth harmonic ( $I_{20}=5 \text{ MW/cm}^2$ ,  $l=6 \text{ mm}$ )

成输入光波中的部分光失匹配,降低了和频光的输出能量。我们实验中所用的 1064 nm 基波光束发散角为 0.5 mrad,其平均光束发散角<sup>[2]</sup> $\Delta\theta$ 表示为  $0.2 \times 0.5 \text{ mrad}$  得 0.1 mrad。引入这个平均发散角后,对五次谐波的产生过程再作模拟计算(如图 7),这里我们假定 266 nm 的光束发散角仍为 0.5 mrad,可发现与实验结果相符。表 1 给出了与实验过程相一致的理论计算及实验结果。

Table 1 Comparison between experimental results and theoretical calculations of fifth harmonic generation

$E^\omega$	$E^{4\omega}$	$E^{5\omega}(\text{theor.})$	$\eta(\text{theor.})$	$E^{5\omega}(\text{exp.})$	$\eta(\text{exp.})$
272mJ	20mJ	6.99mJ	34.9%	6.4mJ	35%
270mJ	16.9mJ	5.89mJ	34.8%	5.7mJ	37%
252mJ	13.8mJ	5.20mJ	37.7%	4.8mJ	37%
224mJ	10.1mJ	4.21mJ	41.7%	3.8mJ	41%
190mJ	7.8mJ	3.58mJ	45.9%	3.2mJ	45%
181mJ	6.8mJ	3.13mJ	46.1%	3.0mJ	43%
156mJ	6.6mJ	3.11mJ	47.1%	2.6mJ	43%
140mJ	5.1mJ	2.41mJ	47.3%	1.9mJ	40%
132mJ	3.1mJ	1.45mJ	46.7%	1.3mJ	46%
114mJ	2.7mJ	1.22mJ	45.2%	1.1mJ	44%

表 1 还告诉我们这样一个事实:最大的四次谐波能量输入五倍频晶体,并不一定取得最大的转换效率。事实上,从图 7 已可以看出,1064 nm 的功率密度太大,已使一部分光发生了逆转换。同样,我们也可以认为是晶体太长而导致逆转换。因此可以预料,如果晶体再短一些,效率将会更高。

#### 四、结 论

对 BBO 晶体五倍频的理论分析和实验结果的讨论,可得出如下结论: BBO 晶体在常温

下能顺利地获得 1064 nm 激光的五次谐波, 输出的五次谐波能量取决于输入到晶体的两光波的功率密度、功率密度之比, 光束质量以及晶体长度。欲使 213 nm 具有高的输出, 要尽量减小光束发散角, 按输入光的功率密度决定晶体长度, 适当改变 1064 nm 的输入功率密度, 可获得最大的能量输出。

### 参 考 文 献

- [1] 陈创天等;《中国科学》, B 辑, 1984, No. 7 (Jul), 598。
- [2] 尤晨华等;《光学学报》, 1986, 6, No. 5 (May), 413。
- [3] K. Kato; *IEEE, J. Q. E.*; 1986, **QE-22**, No. 7 (Jul), 1013。
- [4] 陈琪等;《光学学报》, 1988, 8, No. 10 (Oct), 917~921。
- [5] K. Kato; *IEEE, J. Q. E.*; 1980, **QE-16**, No. 8 (Aug), 810。
- [6] J. A. Armstrong *et al.*; *Phys. Rev.*, 1962, **127**, No. 6 (Jun), 1913。
- [7] 王竹溪等;《特殊函数概论》, 1979, 589~633。
- [8] 陆祖康等;《光学学报》, 1987, 7, No. 10 (Oct), 879。

## Fifth harmonic generation using BBO crystal

YOU CHENHUA, FAN QIKANG AND LU ZUKANG

(Dept. of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou)

YOU GUIMING

(Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, Fujian)

(Received 9 September 1988)

### Abstract

The fifth harmonic generation by mixing Nd:YAG laser fundamental and its fourth harmonic radiation using BBO crystal at room temperature is reported. The energy conversion efficiencies of fourth harmonic to fifth harmonic as high as 48% have been achieved. A numerical method was used to analyse the process of mixing 1064 nm and 266 nm and its result is in agreement with the experimental result.

**Key words:** fifth harmonic, BBO crystal.