

KNbO₃ 和 KTP 晶体对微微秒 YAG 激光 的倍频效率的比较*

郭晶华 赵庆春 陆雨田 何慧娟

(中国科学院上海光学精密机械研究所激光技术开放研究实验室, 上海 201800)

邹 群 耿兆华

(南京大学 物理系, 南京 210008)

提 要

用 KNbO₃ 和 KTP 两种晶体对 ps 的 Nd:YAG 激光倍频, 从理论分析和实验上进行了倍频效率比较, 用 3 mm 的 KNbO₃ 和 4.5 mm 的 KTP 得到倍频效率分别为 52% 和 45.4%。证明 KNbO₃ 倍频效率高于 KTP, 但由于 KNbO₃ 的温度特性使得应用上不如 KTP 方便。

关键词: KNbO₃ 与 KTP 倍频比较。

一、引 言

对于常用的 Nd:YAG 激光的 1.064 μm 波长倍频, 早期多采用 KDP、LiIO₃、LiNbO₃ 等非线性光学晶体^[1], 这些晶体价格低、易于加工, 所以应用较为广泛; 但 KDP、LiIO₃ 晶体易潮解, LiNbO₃ 晶体倍频时相位匹配温度高于常温, 使用不方便而且它们的非线性系数比较低。

八十年代 KNbO₃ 晶体生长技术基本成熟, 它具有良好的非线性光学品质因子, 在 -50°C 至 +223°C 温度范围内属正斜方晶系。点群对称为 *mm*2, 有大的非线性系数: $d_{31}=15.8$ pm/V, $d_{32}=20.5$ pm/V, 非常适合于对近红外激光的有效倍频, 它不潮解, 常温下可实现对半导体激光 860 nm 波长的非临界相位匹配倍频^[2,3], 输出的蓝光在光盘技术中有重要的应用价值; 同样, 利用 KNbO₃ 晶体大的非线性系数 d_{31} 可实现对 Nd:YAG 激光的高效倍频。KTP 晶体是一种新型的非线性光学晶体, 具有高的光学质量和高的损伤阈值 ($P_{sb}=30$ GW/cm², $\lambda=1.064$ μm, 40 ps 的脉冲列), 其非线性系数 $d_{15}=6.1$ pm/V、 $d_{24}=7.6$ pm/V, 不易潮解, 它在用于高功率激光频率转换中有其优越性。本文比较了 KNbO₃ 和 KTP 两种晶体对微微秒 Nd:YAG 激光的倍频。

二、KNbO₃ 和 KTP 晶体的倍频特性

1. KNbO₃ 晶体的特性

收稿日期: 1990年6月15日; 收到修改稿日期: 1990年8月6日

* 本课题得到国家人工晶体联合研究与发展中心的资助。

KNbO₃ 晶体是负双轴晶体, 其主轴折射率分别为 n_a, n_b, n_c , 且 $n_c < n_a < n_b$ (其中 c, a, b 分别标定为 x, y, z 轴方向), 可由一双项 Sellmeier 方程给出:

$$n^2(\lambda) - 1 = \frac{S_1 \cdot \lambda_1^2}{1 - (\lambda_1/\lambda)^2} + \frac{S_2 \cdot \lambda_2^2}{1 - (\lambda_2/\lambda)^2}, \quad (1)$$

式中 $n(\lambda)$ 为主轴折射率, $S_1, S_2, \lambda_1, \lambda_2$ 是常数(见表 1)由 (1) 式可得室温下 KNbO₃ 晶体的主轴折射率:

$$\lambda_1 = 1.046 \mu\text{m} \text{ 时, } n_a(\lambda_1) = 2.2200, n_b(\lambda_1) = 2.2574, n_c(\lambda_1) = 2.1196$$

$$\lambda_2 = 0.532 \mu\text{m} \text{ 时, } n_a(\lambda_2) = 2.3224, n_b(\lambda_2) = 2.3807, n_c(\lambda_2) = 2.2096$$

Table 1 The Sellmeier coefficients of KNbO₃ crystal at room temperature

	$S_1 \cdot \lambda_1^2$	$\lambda_1^2 [10^{-20} \text{m}^2]$	$S_2 \cdot \lambda_2^2$	$\lambda_2^2 [10^{-20} \text{m}^2]$
n_a	1.4392	5985156	2.3592	2302662
n_b	0.1362	11308698	3.8013	4087914
n_c	0.0875	10724149	3.3023	3130828

KNbO₃ 晶体倍频时采用 I 类相位匹配方式, 基波偏振方向沿 a 轴, 传播方向在 bc 平面内与 b 轴夹角为 θ_{pm} , 由相位匹配条件 $n_a(\lambda_1) = n'_{bc}(\lambda_2)$ 可得:

$$\theta_{pm} = \sin^{-1} \left[\frac{n_b(\lambda_2) \left(\frac{n_c^2(\lambda_2) - n_a^2(\lambda_1)}{n_c^2(\lambda_2) - n_b^2(\lambda_2)} \right)^{1/2}}{n_a(\lambda_1)} \right], \quad (2)$$

室温下, $\theta_{pm} = 18.77^\circ$ 。由 KNbO₃ 晶体折射率随温度变化的关系可知^[4]: 温度上升时, $n_c(0.532 \mu\text{m})$ 趋近于 $n_a(1.064 \mu\text{m})$; 当 $T = 181^\circ\text{C}$ 时, $n_c(0.532 \mu\text{m}) = n_a(1.064 \mu\text{m})$, 此时

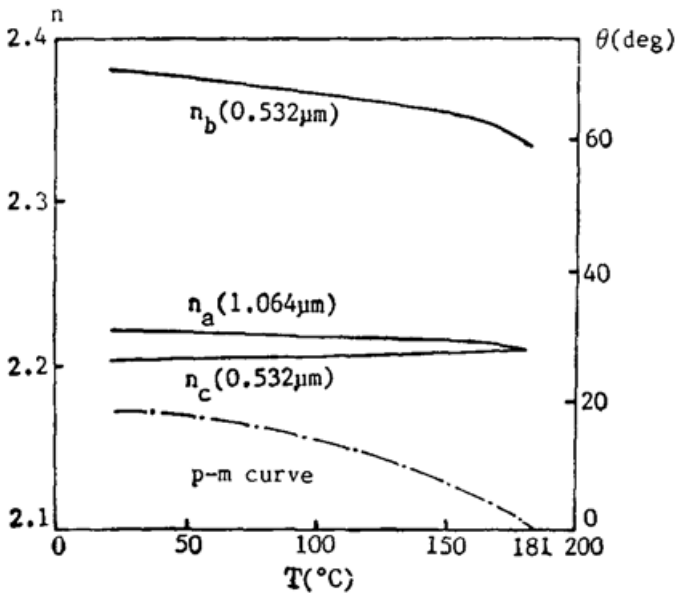


Fig. 1 The refractive indices of KNbO₃ dependent of temperatures at the laser wavelength $1.064 \mu\text{m}$ and $0.532 \mu\text{m}$ (solid lines), and the SHG phase-matching angles dependent of temperatures (dash line)

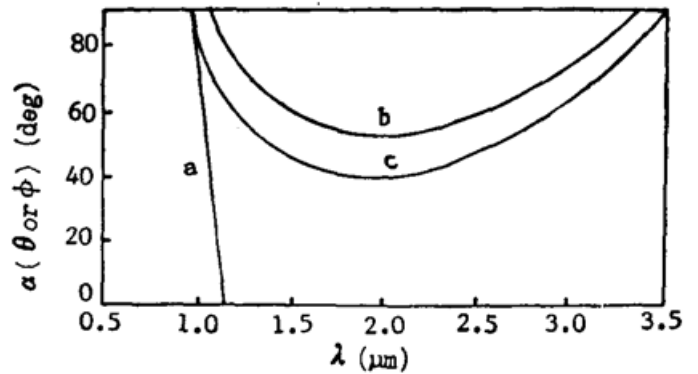


Fig. 2 SHG Phase-matching curves for propagation in the three principal planes; a. x - y plane, b. x - z plane, c. y - z plane

$\theta_{pm}=0^\circ$, 从而可实现非临界相位匹配, 图 1 给出了相位匹配角 θ_{pm} 随温度变化曲线。

对于 I 类相位匹配方式, $\phi_{pm}=0^\circ$ 时, KNbO₃ 晶体的有效非线性系数为:

$$d_{\text{eff}} = d_{32} \sin^2 \theta_{pm} + d_{31} \cos^2 \theta_{pm} \quad (3)$$

当温度上升时, 相位匹配角从 18.77° 变化到 0° 时, 有效非线性系数基本不变 ($16.3 \text{ pm/V} > d_{\text{eff}} > 15.8 \text{ pm/V}$), $\theta_{pm}=0^\circ$ 时为非临界相位匹配, 晶体倍频有大的接收角。本实验 KNbO₃ 晶体即采用这种相位匹配。

2. KTP 晶体的特性

KTP 晶体也是双轴晶体, 属斜方晶系, 点群对称为 $mm2$, 光透明波段为 $0.35 \sim 4.5 \mu\text{m}$ 。KTP 晶体的主轴折射率由 Jellmeier 方程给出^[5]:

$$n^2(\lambda) = A + B/[1 - (c/\lambda)^2] - D\lambda^2, \quad (4)$$

式中 $n(\lambda)$ 为主轴折射率, λ 为光波长, A, B, C, D 为常数 (见表 2)。倍频时 KTP 晶体有效非线性系数为

Table 2 The Sellmeier coefficient's of KTP crystal at room temperature

	A	B	C	D
N_x	2.1146	0.89188	0.20861	0.01320
N_y	2.1518	0.87862	0.21801	0.01327
N_z	2.3136	1.00012	0.23831	0.01679

$$d_{\text{eff}}(\text{I}) = \frac{1}{2}(d_{15} - d_{24}) \sin 2\theta \sin 2\phi, \quad (5)$$

$$d_{\text{eff}}(\text{II}) = (d_{24} - d_{15}) \sin 2\theta \sin 2\phi - (d_{15} \sin^2 \phi + d_{24} \cos^2 \phi) \sin \theta, \quad (6)$$

式中 $d_{\text{eff}}(\text{I})$ 、 $d_{\text{eff}}(\text{II})$ 分别为 I 类和 II 类相位匹配时的有效非线性系数, θ 、 ϕ 为相位匹配角。由计算可知, $d_{\text{eff}}(\text{II})$ 要比 $d_{\text{eff}}(\text{I})$ 大得多。

图 2 给出了 II 类相位匹配曲线, 相位匹配曲线满足条件 $\Delta K(\alpha, \lambda) = 0$, 其中 α 是相位匹配角 θ 或 ϕ , λ 为光波长。II 类相位匹配时波长范围受 KTP 晶体的双折射和色散特性所限制, 可实现的最短基波波长为 $0.993 \mu\text{m}$, 对低于这一波长极限的基波光倍频时, 则需采用 I 类相位匹配方式, 相应的倍频效率也就下降了。基波光在 xy 平面内 ($\theta=90^\circ$) 时, $\partial \Delta K / \partial \alpha$ 很小, 这对应于准角度非临界相位匹配, 从而 KTP 晶体倍频时有大的接收角和小的离散角; 基波光在 xz 平面 ($\phi=0^\circ$) 和 yz 平面 ($\phi=90^\circ$) 时, 对于波长 $\lambda=1.5 \sim 2.5 \mu\text{m}$ 波段, $\partial \Delta K / \partial \lambda$ 几乎为零, 这对应于准波长非临界相位匹配, 从而允许有大的频谱接收容限。KTP 晶体倍频时的准角度和准波长非临界相位匹配两个特性使得在近红外和中红外激光倍频中的应用有很引人的优势^[6]。

本实验中激光波长 $1.064 \mu\text{m}$ 在 KTP 晶体 II 类相位匹配波长范围内, 有效非线性系数由 (6) 式给出, 对于基波光在三个主平面内的倍频时, (6) 式的第一项为零, 而 $d_{24} > d_{15}$, 则 θ 取大值、 ϕ 取小值且满足 II 类相位匹配条件时有最大的有效非线性系数。实验中使用的 KTP 晶体的切割方式为: $\theta=90^\circ$, $\phi=23^\circ$, 这时对 $1.064 \mu\text{m}$ 波长光倍频有一最大的有效非线性系数: $d_{\text{eff}}=7.37 \text{ pm/V}$ 。

三、实验装置和实验条件

图 3 给出了实验装置图。基波光由主被动锁模 Nd:YAG 激光振荡器产生, 单脉冲选择器选出单脉冲经二级放大器放大后输出, 脉冲宽度为 40 ps, 脉冲能量最大可达几十 mJ, 脉冲重复率最大为 10 pps; 经过一个 $\phi 2$ mm 的光阑, 以选出光束中光强均匀的部分, 分束板 S_1 反射部分光进入能量计(I)以监测基波光的输入能量; 光束未经聚焦, 以准平行光入射到晶体上, 经过 KNbO₃ (或 KTP) 晶体进行倍频, 再经双色反射镜滤除基波光后反射到能量计(II)以测得倍频光能量。

所用的 KNbO₃ 晶体是南京大学物理系生长的, 晶体尺寸为 $4 \times 3.5 \times 3$ mm³, 倍频长度 3 mm, b 向切割(即通光面为 b 面), 晶体没镀膜, 采用 I 类相位匹配方式。KTP 晶体是山东大学晶体所生长的, 晶体尺寸为 $5 \times 5 \times 4.5$ mm³, 倍频长度 4.5 mm, 切割方式为: 基波光垂直入射时, $\theta = 90^\circ$ 、 $\phi = 23^\circ$, 采用 II 类相位匹配方式, 晶体镀对 1.064 μ m 和 0.532 μ m 的增透膜。

用 KNbO₃ 晶体倍频时, 对晶体进行加热, 当温度 $T = 181^\circ\text{C}$ 时, KNbO₃ 晶体对 Nd:YAG 输出的 1.064 μ m 激光实现了非临界相位匹配, 利用的是非线性系数 d_{31} ; KTP 晶体是在室温下进行倍频。由能量计(I)和(II)测得基波光和倍频光的能量, 从而对两种晶体的倍频效率进行比较。

分束板 S_1 对波长 1.064 μ m 光的透射率 $T_1 = 54\%$, 反射率 $R_1 = 46\%$, 双色反射镜对 1.064 μ m 光的反射率 $R_2 = 11\%$, 对 0.532 μ m 光全反射。在计算倍频效率时, 扣除了双色反射镜反射的一部分 1.064 μ m 光的影响。KTP 晶体镀有增透膜, 测得的倍频效率 η 即反映出真实值; 而 KNbO₃ 晶体没镀膜, 需要对倍频效率进行反射损耗修正, 则 KNbO₃ 晶体的倍频效率为:

$$\eta' = \eta / (1 - R^\omega) (1 - R^{2\omega}), \quad (7)$$

式中 η' 为反射损耗修正后的倍频效率值, R^ω 、 $R^{2\omega}$ 分别为 KNbO₃ 晶体对 1.064 μ m 和 0.532 μ m 的反射率, 相位匹配时 $R^\omega = R^{2\omega} = 14.4\%$ 。

四、实验结果及其分析

KNbO₃ 晶体对 Nd:YAG 激光倍频, 室温下不能实现非临界相位匹配, 倍频效率很低; 当温度上升到 181 $^\circ\text{C}$ 时, 测得 KNbO₃ 晶体倍频效率

基频光功率密度 I_ω (MW/cm ²)	360	315	262
倍频效率 η (%)	38.1	34.2	30.4

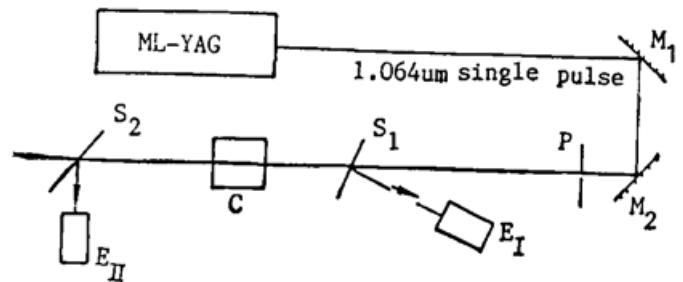


Fig. 3 Setup of SHG experiments

ML-YAG Lasers: Mode-locked Nd:YAG Lasers, M_1, M_2 : HR Mirrors at 1.064 μ m, P : $\phi 2$ mm-aperture, S_1 : Beam Splitter, E_I, E_{II} : Energy Meters, S_2 : HR Mirror at 0.532 μ m and HT Mirror at 1.064 μ m, C : Crystal (SHG of KNbO₃ at 181 $^\circ\text{C}$, SHG of KTP at room temperature)

反射损耗修正后 η' (%)	52.0	46.7	41.5		
KTP 晶体对 Nd:YAG 激光倍频:					
基频光功率密度 I_ω (MW/cm ²)	496	483	425	398	372
倍频效率 η (%)	45.4	44.7	42.6	39.9	41.5
考虑倒空效应, 倍频效率为:					

$$\eta = P_{2\omega}/P_\omega = \tanh^2 \left[l\omega d_{\text{eff}} \left(\frac{2P_\omega}{\pi W_0^2 \epsilon_0 n_\omega^2 n_{2\omega} c^3} \right)^{1/2} \right], \quad (8)$$

式中: P_ω 、 $P_{2\omega}$ 分别为基波和倍频光功率, l 为晶体倍频长度, ω 为基波光的角频率, d_{eff} 为有效非线性系数, W_0 为光束半径, ϵ_0 为真空介电常数 ($\epsilon_0 = 8.8542 \text{ PF/m}$), n_ω 、 $n_{2\omega}$ 为对基波光 and 倍频光的折射率, c 为光速。

Nd:YAG 激光输出的光谱线宽为: 0.042 nm , 光束发散角 $< 0.5 \text{ mrad}$ 。对于 I 类非临界相位匹配, KNbO₃ 晶体倍频接收角 $\delta\theta = 50 \text{ mrad}$, 光谱线宽接收容限 $\delta\lambda = 0.39 \text{ nm}$; 对于 II 类准角度非临界相位匹配, KTP 晶体倍频接收角 $\delta\phi = 22.6 \text{ mrad}$, 光谱线宽接收容限 $\delta\lambda = 0.62 \text{ nm}$ 。因此 YAG 激光的线宽和发散角都不会影响倍频效率。

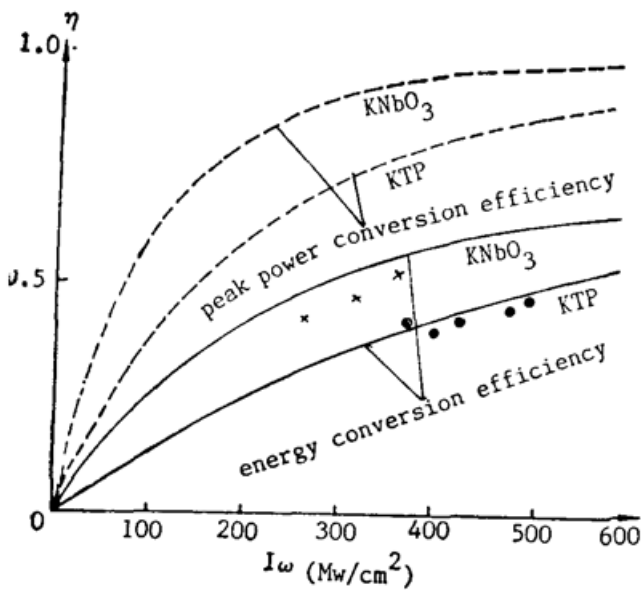


Fig. 4 SHG energy conversion efficiencies (solid line) and SHG power conversion efficiencies (dash line) as the functions of incident peak power densities at $1.064 \mu\text{m}$. The spots \times and \bullet are experimental data of KNbO₃ and KTP, respectively

图 4 给出了 KNbO₃ 晶体和 KTP 晶体倍频效率与基波光功率密度关系曲线, 图中实线为峰值效率由(8)式算出, 虚线是在假定基波光脉冲具有高斯型时间和空间分布的条件下根据峰值效率得出的能量转换效率^[7], 以便于与测量值比较。从图中可见, 随着基波光功率密度的增加, KNbO₃ 晶体的倍频效率比 KTP 晶体的增加得快。虽然 KNbO₃ 晶体倍频长度比 KTP 晶体短 ($l_{\text{KNbO}_3} = 0.67 l_{\text{KTP}}$), 但由于 KNbO₃ 晶体的有效非线性系数大 ($d_{\text{eff}}^{\text{KNbO}_3} = 2.1 d_{\text{eff}}^{\text{KTP}}$), 因此它可在相对低的基波光功率密度下实现高的倍频转换, 两种晶体实验测得最大倍频效率分别是: $\eta'_{\text{KNbO}_3} = 52.0\%$ ($I_\omega = 360 \text{ MW/cm}^2$)、 $\eta_{\text{KTP}} = 45.4\%$ ($I_\omega = 496 \text{ MW/cm}^2$), 由计算得出相应的峰值功率下 KNbO₃ 和 KTP 倍频效率为 55.6% 和 46.7% , 可见 KNbO₃ 倍频效果比 KTP 好, 实验结果与计算值基本相符。

KNbO₃ 晶体是在 181°C 温度下实现对 YAG $1.064 \mu\text{m}$ 波长激光的非临界相位匹配, 其温度匹配的半宽为 ΔT , $\Delta T \cdot l = 0.29^\circ\text{C cm}^{[4]}$, 对实验中采用的 KNbO₃ 晶体长度, $\Delta T = 0.97^\circ\text{C}$, 可见 KNbO₃ 晶体倍频时对温度稳定要求比较高。而对于 KTP 晶体, $\Delta T \cdot l = 25^\circ\text{C cm}^{[6]}$, 对实验中 KTP 晶体的长度, $\Delta T = 55.6^\circ\text{C}$ 。从这一方面讲, 使用 KTP 晶体倍频 $1.064 \mu\text{m}$ 波长比 KNbO₃ 晶体方便。

参加本工作的还有董景元、李永春、顾圣如、钱林兴、赵隆兴、李象晋等。

参 考 文 献

- [1] D. N. Nikogosyon; *Soviet J. Quant. Electron.*, 1977, **7**, No. 1 (Jan), 1.
- [2] J. C. Baumert, J. Hoffnagle *et al.*; *Proc. SPIE*, 1984, Vol. 493, 374.
- [3] M. K. Chun *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53**, No. 13 (26 Sep), 1170.
- [4] Yutaka Uematsu; *Japan. J. Appl. Phys.*, 1974, **13**, No. 9 (Sep), 1362.
- [5] H. Uanherzeele *et al.*; *Appl. Opt.*, 1988, **27**, No. 16 (Aug), 3314.
- [6] J. D. Bierlein, H. Uanherzeele; *J. O. S. A. (B)*, 1989, **6**, No. 4 (Apr), 622.
- [7] R. C. Eckardt, J. Reintjes; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984, **QE-20**, No. 10 (Oct), 1178.

Study on SHG of picosecond Nd:YAG laser using KNbO₃ and KTP crystals

GUO JINGHUA, ZHAO QINGCHUN, LU YUTIAN AND HE HUIJUAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica Shanghai 201800)

ZOU QUN AND GENG ZHAOHUA

(Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210008)

(Received 15 June 1990; revised 6 August 1990)

Abstract

The SHG of the picosecond Nd:YAG laser was studied experimentally and theoretically using nonlinear optical crystals KNbO₃ and KTP. The SHG energy conversion efficiencies of 52% and 45.4% were obtained using 3 mm-long KNbO₃ and 4.5 mm-long KTP respectively. It proves that the SHG with KNbO₃ is more effective than that of KTP. Due to the temperature characteristic of KNbO₃, however, it is inconvenient for application in comparison with KTP.

Key words: SHG, KNbO₃ and KTP, Nd:YAG laser.