

大口径高通量三倍频研究*

季来林^{1)2)†} 朱宝强¹⁾ 詹廷宇¹⁾ 戴亚平²⁾ 朱 检²⁾ 马伟新²⁾ 林尊琪¹⁾

1) (上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

2) (上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

(2010年9月16日收到; 2010年10月10日收到修改稿)

为考核神光 II 升级项目三倍频输出能力, 以及研究高功率激光驱动器高通量三次谐波转换过程中相关技术问题, 在神光 II 第九路上开展了一轮‘I + II’三倍频实验, 实验中三倍频最大输出达到 2740 J, 最大输出能通量达到 3.6 J/cm^2 以上, 最大转换效率为 $\sim 63\%$; 根据实验结果结合理论分析, 初步研究了影响效率转换主要参量; 在实验中观察到时间相位调制所引起的振幅调制, 以及横向受激拉曼散射所引起的破坏. 实验结果有效验证了神光 II 升级的倍频器的相关设计程序和参数, 以及神光 II 升级项目的三倍频输出能力.

关键词: 非线性光学, 三次谐波转换, 高通量, 时间相位调制

PACS: 42.65.-k, 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.70.Mp

1. 引言

谐波转换是激光惯性约束惯性聚变中的重要技术单元, 转换过程直接影响最终的驱动器的输出和激光打靶的特性, 其关注的主要的技术指标有谐波转换效率, 谐波转换过程中的光束质量变化. 以美国的国家点火计划项目 (national ignition facility, NIF) 为例^[1], 使用 $42 \text{ cm} \times 42 \text{ cm}$ 的方形晶体, 光束口径 $39 \text{ cm} \times 39 \text{ cm}$, 在最佳的工作条件下, 其谐波转换峰值转换效率超过 80% ; 输入与输出光束的近场对比度近似, 光束中心 $27 \text{ cm} \times 27 \text{ cm}$ 区域的对比度优于 10% ; 3ω 输出的聚焦优于 20 倍衍射极限.

目前国内驱动器发展受制于材料, 元件加工以及工程实施水平, 其输出能力要远低于 NIF^[2], 神光 II (SG II) 升级项目立足国内现有的技术基础, 力争使国内驱动器水平有所突破, 作为 SG II 升级项目的先行技术验证, 本课题组利用神光 II 第九路装置对高通量三次谐波输出能力进行了考核, 主要研究了“I 类倍频 + II 类混频”方案在实际运行中的基本特性如转换效率与倍频晶体失谐角的关系, KDP 晶体的横向受激拉曼散射对高通量三次谐波输出的限制, 并将实际输出与理论计算结果进行了比较.

2. 实验方案

SG II 第九路采用 MOPA 结构, 末端光束口径为 310 mm , 基频输出达到 $5000 \text{ J} @ 3 \text{ ns}$, 方波, 输出填充因子为 0.6, 基频输出达到 28 衍射极限. 谐波转换采用 I 类 KDP 倍频, II 类 KDP 混频, 倍频晶体厚度为 11.7 mm , 混频晶体厚度为 10.5 mm , 实验方案见图 1. 基频光经晶体倍频和混频后通过一块取样石英楔形板反射取样 (未镀膜) 后小角度入射到一块色分离反射镜, 三次谐波经反射后进入卡计 2, 测量数据记为 E_2 , 楔板透射光经色分离反射镜 (三倍频高反, 基频倍频高透) 反射进入卡计 1, 测量数据记为 E_1 . 由于大口径分离膜的破坏阈值较低, 对于输出三倍频能量小于 1500 J 发次, 用卡计 E_1 直接测量, 并完成对卡计 E_2 定标. 三倍频输出大于 1500 J 时, 利用卡计 E_2 测量.

3. 实验结果与数据分析

3.1. 实验能量测量定标

如前所述在三倍频输出低于 1500 J 时, 利用卡

* 国家科技重大专项 (批准号: GFZX020510305.2) 和自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金 (批准号: 10676019/A06) 资助的课题.

† E-mail: jsycjll@sion.ac.cn

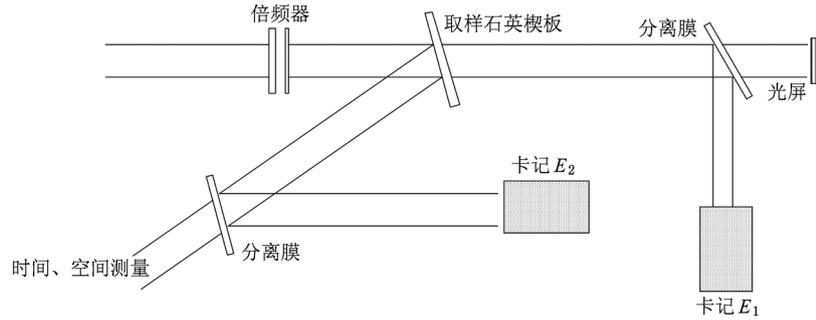


图1 实验光路排布

计 E_1 完成对卡计 E_2 的定标. 系统输出三倍频能量为 $E_{3\omega} = E_1 + E_2$, 由测试数据确定 $\alpha = E_{3\omega}/E_2$, 测试结果 $\alpha = 10$, 测量误差小于 2.5%, 线性良好, 见图 2.

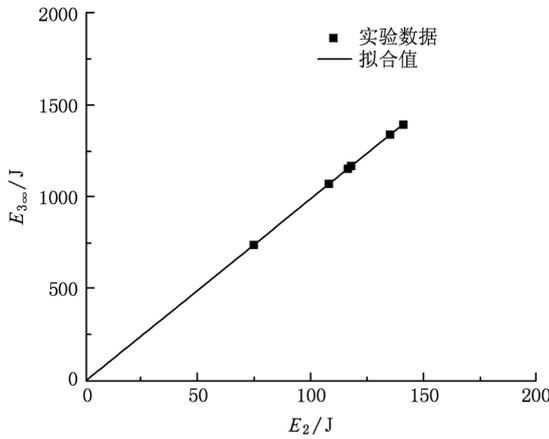


图2 定标数据线性拟合

表1 测试数据

发次	基频能量/J	三倍频能量/J	效率/%	备注
1	3664	2291	62.6	
2	3452	2157	62.5	倍频晶体失谐角度变化范围 ~ 150 μrad
3	3564	2255	63.3	
4	4483	2742	61.2	倍频晶体失谐
5	4542	2742.6	60.4	角度 ~ 185 μrad
6	4088	2201	53.8	倍频晶体处于匹配位附近
7	4500	2578	57.3	
8	4460	2682	60.1	倍频晶体失谐
9	4355	2648	60.1	角度 ~ -185 μrad

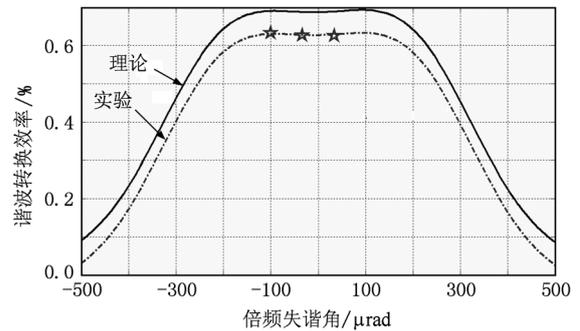


图3 输入为 3500 J 时谐波转换效率对倍频失谐角的理论和实验曲线

3.2. 高通量三倍频输出

表 1 是实验中相关发次的一些数据, 图 3 和图 4 显示倍频晶体的失谐角在高通量条件下将明显影响三倍频效率, 不同的功率密度对应的最佳失谐角度也不相同, 4500 J 时理论上的内部最佳失谐角度约 185 μrad , 实验结果相符. 理论模拟时, 假设时间波形为方波, 脉宽 3.2 ns, 时间相位调制展宽 30 GHz, 近场光强为 6 阶超高斯分布, 三倍频晶体存在 30 μrad 的失谐, 倍频晶体厚度为 11.7 mm, 混频晶体厚度 10.5 mm, 倍频晶体对基频光 o 光的吸收为 0.058/cm, 对倍频吸收为零, 表面对基频光的透过 0.98, 倍频光 0.98; 混频晶体基频透过为 0.94, 对倍频透过 0.96, 三倍频透过 0.98.

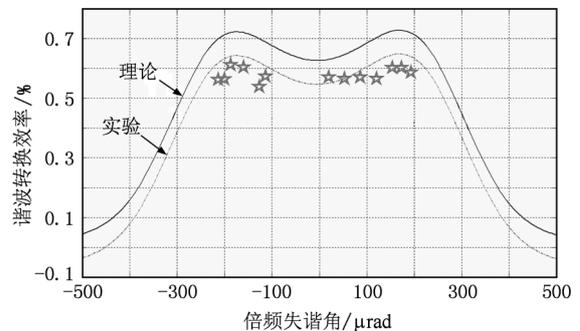


图4 输入 4500 J 时谐波转换效率对倍频失谐角的理论和实验曲线

基频输入 3500 J 时,虽然实验测试数据与理论趋势拟合很好,但实验实测效率要比理论低很多,原因是理论模拟时采用的是平面波模型,没有考虑波前扰动、晶体加工面形等影响,且没有考虑时间调制的带宽影响,根据后续测量数据,参考 NIF 的相关文献[3—5],重新估算了各种效应的影响,修正后与实验符合很好.

结合实验结果修正理论计算,得到的三倍频能量输出曲线如图 5,此时倍频晶体失谐 185 μrad ,理论上基频在输入 4800 J 左右时能够得到 3000 J 输出,但实际上存在明显的偏离,偏离量低,接近 100 J,原因是高通量条件下出现了受激拉曼效应,在后面 3.4 节将更具体的讨论这个问题.

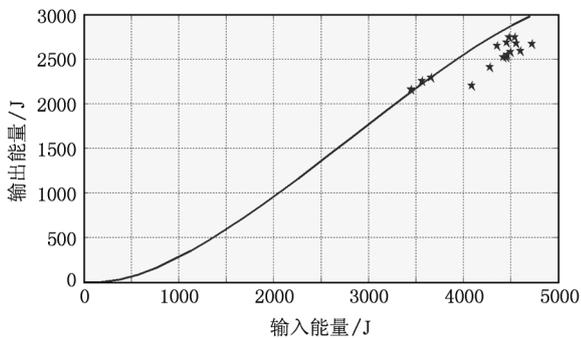


图 5 三倍频输出对基频输入曲线

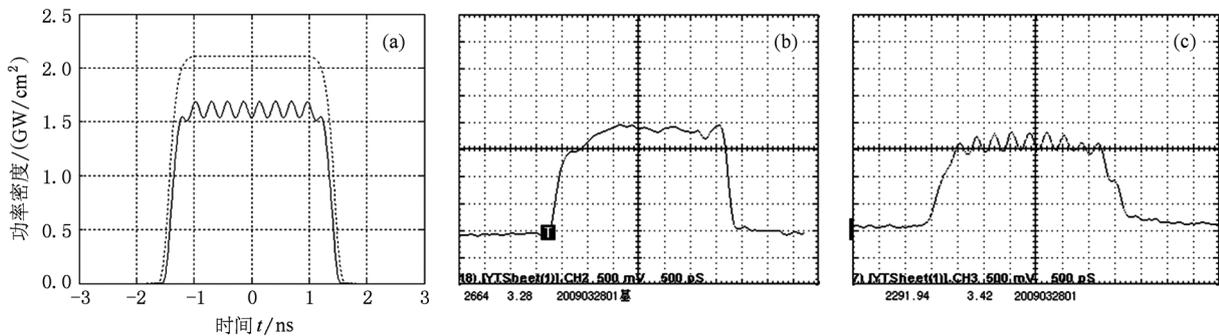


图 6 时间相位调制对时间波形的影响 (a) 理论计算结果; (b) 实验观察到基频波形; (c) 三倍频时间波形

实验中还用场图纸观察了侧向的散射光,侧向散射光具有明显的各向异性,沿混频晶体的 e 轴方向散射光最强,而沿 o 轴方向最弱,这些特性都符合横向受激拉曼散射特性[7].

根据实验参数以及上述破坏情况结果可以做一些定性的解释和半定量计算. 首先横向受激拉曼散射(SRS)信号光从自发辐射的噪声中产生,其空间分布必定与噪声分布以及增益的空间特性有关,入射的 3ω 光为线偏振,振动沿混频晶体 e 轴方向,

3.3. 时间相位调制引起的振幅调制

为抑制熔石英材料中横向受激布里渊散射,对基频激光进行相位调制将其频谱展宽至 30 GHz,基频光为正弦相位调制[6]: $\phi(t) = \sigma \sin 2\pi ft$,调制频率 f 为 3 GHz,调制带宽 30 GHz. 在整个放大链的前端进行控制,可以有效地抑制相位调制对基频光的时间波形影响见图 6(b),但由于三次谐波转换过程对波长非常敏感,相位调制会引起非常明显的振幅调制,在文献[6]中有很详细的报道,图 6(a)是理论计算结果,图 6(b)和(c)是终端输出的基频和三倍频时间波形,理论与实验符合得很好,30 GHz 的调制带宽会带来 $\pm 5\%$ 左右的振幅调制,导致效率下降 $\sim 2\%$.

3.4. KDP 晶体中横向受激拉曼散射

基频输入达到 4500 J 时,最高效率要比理论拟合低 2.8%,实验相对于理论趋势有一定的偏离,主要原因是晶体的横向受激拉曼散射,下面将很详细的论述实验中所观察到的受激拉曼散射现象.

在实验中观察到混频晶体后表面亚表层有一定的破坏,其破坏的形貌和尺寸见图 7,表面呈明显的两团雾状,其尺度大小近似相等.

其极化波的振动必定与其平行,其极化波辐射符合偶极辐射特性,沿垂直振动方向辐射最强,该方向增益最大,而平行这个方向的光最弱.

其次按照稳态受激拉曼散射理论从噪声激发中开始: $I_s = I_{\text{noise}} \times e^G$, $G = gI(t)L$, I_s 为斯托克斯散射光强, I_{noise} 为斯托克斯散射噪声光强, G 为增益大小, g 为受激拉曼增益系数,在理论上 $g \propto 1/\lambda$,三倍频光产生的 SRS 要比基频、倍频光强很多;对 3ω 其拉曼增益系数按文献取小值 0.23 cm/GW. 一般认

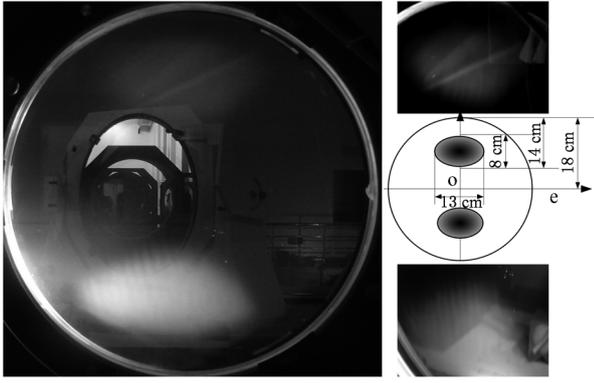


图7 实验观察到的横向受激散射破坏

为阈值水平 G 处于 20—30 之间, G 达到 25 时散射光就可能呈快速增长, 可将抽运光抽空而进入饱和, 高功率激光驱动器安全稳定运行要求受激拉曼散射要小于千分之几的水平. 由于抽运光是脉冲形式的, 将 G 改写成 $G = gI_{\text{average}}\tau c/n, I_{\text{average}} = \int I(x, t) dt / \int dt$, 为光强在整个脉宽 τ 上的空间平均值, 实验中三次谐波的峰值区域的平均光强约为 1.3 GW/cm^2 , 其中斯托克斯光的的增长和抽运光的特性密切相关, 如果取晶体边缘定点观察, 从光束边缘产生的散射光在横向上与抽运光相互作用, 晶体的口径为 360 mm , 光束的口径约为 310 mm , 其横向穿越整个光学元件口径的时间为 $0.36 \text{ m} \times 1.5/3 \times 10^8 \text{ m/s} = 1.8 \text{ ns}$, 单程增益 $G_1 = 0.23 \times 31 \times 1.3 \approx 9.2$, 考虑边缘的漫反射, 很大一部分重新回到晶体中作为信号源再次与抽运光相互作用, 且受激散射斯托克斯光自动满足相位匹配条件, 将会削弱散射光的方向性, 这是为什么偏离 o 轴方向仍有很强的散射光的原因; 设边缘反射为 R , 第 2 程时, 增益将受到抽运光的脉宽影响, 抽运光脉宽 3.2 ns , 沿原路返回的光获得增益时间约 1.5 ns (边缘效应), 其增益为 $G_2 = 0.23 \times 1.3 \times 3 \times 10^{10} \times 1.5 \times 10^{-9} / 1.5 \approx 9$, 所以 $I_s \approx RI_{\text{noise}} e^{18}$, 对于脉宽为 3 ns 左右的方波脉冲最大增益长度约为 60 cm , 受激拉曼增益系数如果比文献最低值 0.23 GW/cm 略偏大 10% , 增益就已达到到临界水平, 这与文献[7—9]结论基本一致.

如前所说散射光将抽取抽运光能量, 在实验中观察到高通量条件下转换效率要比低通量时低, 如图 5, 比较合理的解释就是这些损失的能量被散射光所带走的, 在基频输入为 4500 J 左右时, 散射光能量大约在 $50—100 \text{ J}$ 之间, 占输出三倍频能量的 $2\%—3\%$, 而输出三倍频的平均能通量为 $\varepsilon = 3.4 \text{ J/}$

cm^2 , 这与文献[7]所报道的 KDP 晶体的受激拉曼散射的阈值 ε_{thr} 相等.

对于大口径圆形晶体横向受激散射, 其圆形边缘反射所起的作用类似于柱面反射镜, 会将散射光会聚向一个点附近, 从而形成很强的光强带来破坏, 见图 8, 这对应于实验中所观察到的两处最严重破坏的中心附近. 在随后的实验中采用方形的晶体, 圆形光束作为抽运, 在相接近的通量条件并没有观察到这类破坏. 在使用 2 ns 的方波作为抽运, 输入基频能量 2510 J , 输出三倍频能量达到 1738 J , 转换效率为 69% , 使用 3 ns 方波抽运时, 基频输入 4000 J 时, 三倍频效率 $\sim 65\%$, 有明显的提升. 这种现象可以做如下解释: 晶体横截面可以等价看成一个谐振腔, 方形晶体对应于激光器的平面腔其光场分布相对均匀, 损耗大, 增益小, 而圆形晶体接近于共焦腔, 损耗小, 且其光场分布相对集中, 很容易产生破坏, 增益相对来说更大.

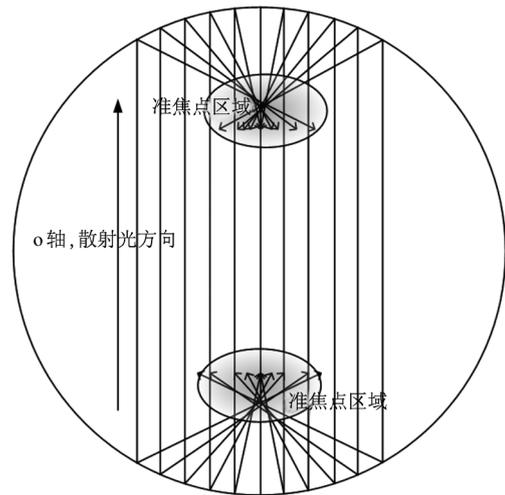


图8 圆形晶体对散射光的会聚效应

4. 结 论

本次实验证明 KDP 晶体 ‘I + II’ 方式可以实现高通量条件 ($5.6 \text{ J/cm}^2 @ 1\omega$ 和 3 ns) 下的高效谐波转换, 但是横向受激拉曼散射是制约高通量谐波转换的一个瓶颈, 实验表明对于大口径 KDP 晶体当 $\varepsilon_{3\omega} = 3.4 \text{ J/cm}^2$ 时横向受激拉曼进入快速增长区, 如果近一步提高输入通量, 很可能带来晶体的进一步破坏, 参考美国 NIF 的报道, 有必要考虑采用包边玻璃进行吸收处理, 防止形成双程增益. 对于神光 II 升级装置, 基本对应于目前基频输入 4000 J 水

平,目标转换效率大于 60%,实验表明这个指标能够达到,但是对于有效高水平可靠运行的发次数还

需要进一步检验. 对于倍频器的设计工作来说,本轮实验很好地验证了设计程序以及相关设计参数.

-
- [1] Haynam C A, Wegner P J, Auerbach J M, Bowers M W, Dixit S N, Erbert G V, Heestand G M, Hennesian M A, Hermann M R, Jancaitis K S, Manes K R, Marshall C D, Mehta N C, Menapace J, Moses E, Murray J R, Nostrand M C, Orth C D, Patterson R, Sacks R A, Shaw M J, Spaeth M, Sutton S B, Williams W H, Widmayer C C, White R K, Yang S T, Van Wonerghem B M 2007 *Applied Optics* **46** 3276
- [2] Li K Y, Xiang Y, Feng B, Zhang B, Cai B W, Ma C, Wei X F, Cheng X F 2002 *High Power Laser and Particle Beam* **14** 731 (in Chinese) [李恪宇、向勇、冯斌、张彬、蔡邦维、马驰、魏晓峰、程晓锋、师智全 2002 强激光与离子束 **14** 731]
- [3] Charles E B, Jerome M A, Chris H A, Stanley E B, R L H, Catherine S L, D H R, Jack H C, Paul J W, Bruno M V W, John A C 1997 *SPIE* **3047** 197
- [4] Wegner P J, Auerbach J M, Barker C E 1999 *SPIE* **3492** 392
- [5] Wenger P J, Barker C E, Caird J A, Sham N D, Mark A H, Lynn G S, Calvin E T, Bruno M V W 1997 *SPIE* **3047** 370
- [6] Eimerl D, Auerbach J M, Barker C E, Milam D, Milonni P W 1997 *Optics Letters* **22** 1208
- [7] Li K Y, Wei X F, Cai B W, Ma C, Zhang B, Lu Z W 2003 *High Power Laser and Particle Beam* **15** 776 (in Chinese) [李恪宇、魏晓峰、蔡邦维、马驰、张彬、吕志伟 2003 强激光与离子束 **15** 776]
- [8] Charles E B, Richard A S, Bruno M V W, John A C, John R M, Jack H C, Kevin R K, Robert B E, Norman D N 1997 *SPIE* **2633** 501
- [9] Bel'kov S A, Gennady G K, Stanislav M K, Novikov V N, Nikolai N R, Stanislav A S, Voronich I N, Zaretskii A I 1997 *SPIE* **2633** 506

The third harmonics generation with large aperture and high fluency^{*}

Ji Lai-Lin^{1)2)†} Zhu Bao-Qiang¹⁾ Zhan Ting-Yu¹⁾ Dai Ya-Ping²⁾
Zhu Jian²⁾ Ma Wei-Xin²⁾ Lin Zun-Qi¹⁾

1) (*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Shanghai 201800, China*)

2) (*Shanghai Institute of Laser and Plasma, Shanghai 201800, China*)

(Received 16 September 2010; revised manuscript received 22 October 2010)

Abstract

To investigate the output of ultraviolet of ShenguangII upgrade project, and study the relevant problem in the harmonics generation in high power laser driver, an experiment with ‘ I + II ’ phase match is conducted in the Shenguang- II NO.9 device. The maximal output energy of ultraviolet reaches 2740 J, the maximal fluency exceeds 3.6 J/cm², and the maximal conversion efficiency is ~63%. The parameters that affect the conversion efficiency are preliminary discussed with experimental results; the amplitude modulation caused by phase modulation and traverse stimulation Raman scattering is observed in experiment. The design program and parameters for Shenguang- II upgrade device are testified by the experimental results.

Keywords: nonlinear optics, the third harmonics generation, phase modulation, traverse stimulation Raman scattering

PACS: 42.65.-k, 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.70.Mp

^{*} Project supported by the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. GFZX0205010305.2) and the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. 10676019/A06).

[†] E-mail: jsycjll@siom.ac.cn