

高重复频率准分子激光器中放电冲击波特性的实验研究

刘斌^{1,2,3}, 丁金滨^{1,3**}, 王魁波^{1***}, 周翊^{1,3}, 江锐^{1,3}, 王宇^{1,2*}

¹中国科学院微电子研究所, 北京 100029;

²中国科学院大学, 北京 100049;

³北京科益虹源光电技术有限公司, 北京 100176

摘要 采用阴影法对高重复频率准分子激光器放电腔内的放电冲击波现象进行了实验研究, 研究结果揭示了放电冲击波的产生以及演化过程。通过对观测结果进行分析, 获得了放电冲击波的 3 种典型形式: 横向冲击波、纵向冲击波(主电极冲击波)和预电离冲击波。估算了 3 种冲击波的波速, 进而分析了可受冲击波影响的重复频率。研究成果可以为高重复频率准分子放电腔的设计提供支持, 尤其是可以在放电冲击波抑制结构的设计方面提供支持。

关键词 激光光学; 准分子激光器; 高重复频率; 放电腔; 放电冲击波; 阴影法

中图分类号 TN248.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.1201001

Experimental Study of Characteristics of Discharge Shock Waves in High-Repetition-Rate Excimer Lasers

Liu Bin^{1,2,3}, Ding Jinbin^{1,3**}, Wang Kuibo^{1***}, Zhou Yi^{1,3}, Jiang Rui^{1,3}, Wang Yu^{1,2*}

¹Institute of Microelectronics of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³Beijing RSLaser Opto-Electronics Technology Co., Ltd., Beijing 100176, China

Abstract The characteristics of the discharge shock waves in high-repetition-rate excimer laser discharge chambers are experimentally investigated using the shadow method. This results represent the generation and evolution of the discharge shock waves. Thus, three typical forms of discharge shock waves, i. e., transverse, longitudinal (the main electrode shock wave), and preionization shock waves, are obtained. Further, the velocities of these shock waves are estimated, and the repetition rate at which the shock waves may effect the discharge is analyzed. The results of this study support the design of discharge-shock-wave suppression devices in high-repetition-rate discharge chambers.

Key words laser optics; excimer lasers; high repetition rate; discharge chamber; discharge shock wave; shadow method

OCIS codes 140.2180; 140.3425; 120.1880

1 引言

目前, 高重复频率准分子激光器的研究面临诸多难题, 脉冲式抽运放电, 尤其是高重复频率的脉冲式抽运放电, 会给之后的放电引入多种不稳定因素, 从而导致激光器在高重复频率运转时崩溃。这些不

稳定因素包括介质密度衰减、冲击波、残余粒子、电极加热以及放电区的放电产物等^[1-5]。

国内外科研人员针对脉冲式气体激光器中的放电冲击波展开了大量研究^[6-12], 得到了许多可供参考的研究成果。当激光器重复放电频率达到 1000 Hz 以上时, 放电冲击波对输出激光的能量稳

收稿日期: 2019-07-01; 修回日期: 2019-07-24; 录用日期: 2019-08-02

基金项目: 国家科技重大专项(2013ZX02202002)

* E-mail: yuwang@ime.ac.cn; ** E-mail: dingjinbin@ime.ac.cn; *** E-mail: wangkuibo@ime.ac.cn

定性、线宽和光斑质量都会产生不利影响^[6,13-14]。近期,国内研究人员采用数值模拟的方法^[15]和粒子成像测速法(PIV)^[16]对气体激光器中的流场环境进行了研究,并获得了放电腔内工作介质的状态,这对本文放电冲击波的研究具有较大。

笔者在研究高重复频率准分子激光器的过程中发现,必须针对具体的放电腔中的冲击波进行研究,只有掌握其重要特征,才能有针对性地进行冲击波抑制结构的设计,实现激光器的稳定输出。因此,本文搭建了放电冲击波观测实验装置,对自主研制的高重复频率准分子激光器放电腔内的放电冲击波进行了研究,并对其产生、演化和传播特点进行了分析。

2 理论分析与控制方程

本质上,气体激光器中的冲击波现象是一个能量快速释放的爆炸过程。对高重复频率准分子激光器而言,通常是 2 ~ 4 J 的能量在 100 ns 以内被注入到狭小的增益介质内,使得放电区气体的温度和压力发生跃变,气体的快速膨胀形成了以超声速向中性气体传播的冲击波,该冲击波是一种纵波。这个过程可以简化为三个阶段:定容加热、等熵膨胀和冲击波的传播。因此,整个过程的控制方程包含气体状态方程和波动方程,如(1)式和(2)式所示^[17]。

气体状态方程为

$$p = \rho RT, \quad (1)$$

波动方程为

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

式中: ρ 为气体密度; p 为气体压强; R 为气体常数; T 为气体温度; P 为冲击波产生的声压; $\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$ 为声压对时间的二阶导数; x 、 y 和 z 为三维空间坐标; c 为声速,对于当前激光器内的工作气体,声速取 460 m/s。

3 实验原理及装置

3.1 观测原理

阴影法是一种常用的观测非均匀流场的方法。阴影法成像的相对照度反映了气体密度(或折射率)二阶导数的变化,表达式为^[14]

$$\frac{\Delta I}{I} \approx L \int_0^L \frac{K_{GD}}{n} \cdot \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} \right) dz, \quad (3)$$

式中: $\frac{\Delta I}{I}$ 为成像的相对照度变化, ΔI 、 I 分别为照度

变化量和初始照度; L 为测试区到接收屏之间的距离; K_{GD} 为气体的比折射度; n 为流场区的气体折射率; x 、 y 为测试区垂直于入射光截平面的坐标; z 为入射光线传播方向的坐标值。

本文采用的平行阴影光学系统如图 1 所示。将一束光(散射或平行光)透过流动实验区投射到成像屏上(或通过透镜)。若实验区内的气流未受到扰动,则密度梯度的变化为零,屏幕上的亮度均匀;若气流受到扰动,气体的密度就会发生变化,从而引起光线偏折,有些光线会聚,有些光线发散,导致屏上出现明暗不同的阴影图像,故阴影图像可反映出流场气体密度梯度的变化。

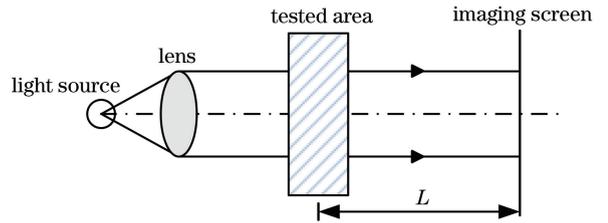


图 1 平行阴影光学系统原理图

Fig. 1 Schematic of parallel shadow optical system

放电冲击波之所以会产生是因为放电腔两电极在几纳秒之内释放高压,短时间内向微小放电区域的激光气体内沉积大量的能量,导致气体温度急剧升高,气体急剧膨胀,产生冲击波。所以,放电产生的冲击波反映的是气体密度梯度的急剧变化。阴影法可以反映冲击波产生和演化的过程。

3.2 实验装置

搭建如图 2 所示的实验平台。对参考光源光束进行扩束,扩束成直径约为 40 mm 的圆形光斑,调节两片反射镜使光束沿放电腔的光轴穿过整个放电区。在放电腔的另一端设置成像屏,在屏的背面用相机进行拍摄。

放电区结构如图 3 所示。图 3 中虚线部分被其他零件遮挡,为不可见部分。

参考光源选用 532 nm 单纵模激光器,其功率为 20 mW。采用 Princeton Instruments 公司生产的 PI-MAX3:1024i-RB 型 ICCD 相机进行拍摄记录。

激光器放电和相机快门采用同步触发信号来触发,如图 4 所示。图中 t_n 是第 n 个脉冲的放电触发时间,同时也是第 n 次拍照的触发时间。

$$t_{n+1} - t_n = \frac{1}{f}, n = 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

式中: f 为激光器放电的重复频率。

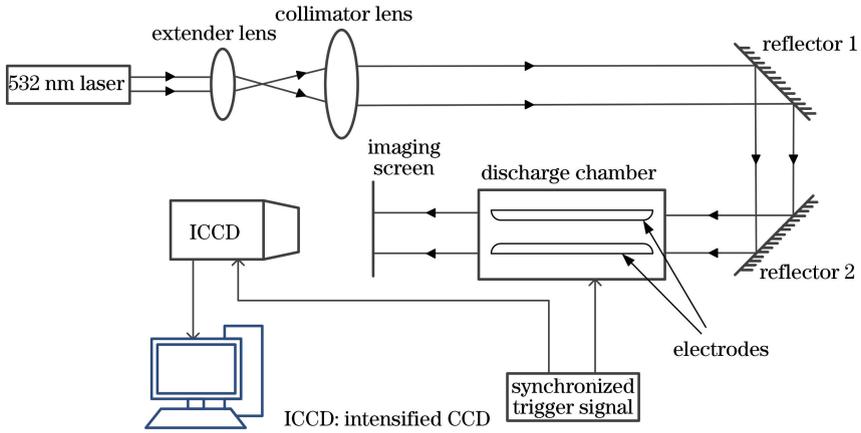


图 2 阴影法观测放电冲击波的装置

Fig. 2 Device for observing discharge shock wave by shadow method

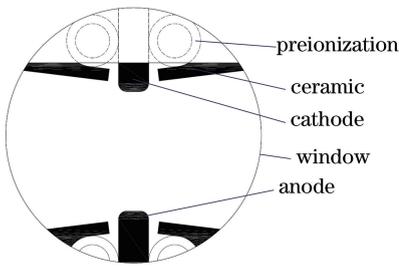


图 3 放电区的结构示意图

Fig. 3 Structural diagram of discharge area

图 4 中 Δt_n 是第 n 次拍照时快门相对于同步触发信号的延时, 满足

$$\Delta t_{n+1} - \Delta t_n = \tau, n = 1, 2, 3, \dots, \quad (5)$$

式中: τ 为一个固定的时间步长。这样, 每次采集图像的时间相对于当次放电的延时(或提前)都是不同的, 而且形成了一个连贯的时间序列, 通过调整 Δt_1 和 τ , 可以调节图像采集起始时间和时间步长, 将所有图像序列拼接到一起可以获得放电前后放电区的影像, 也就得到了完整的放电冲击波演化视频图像。

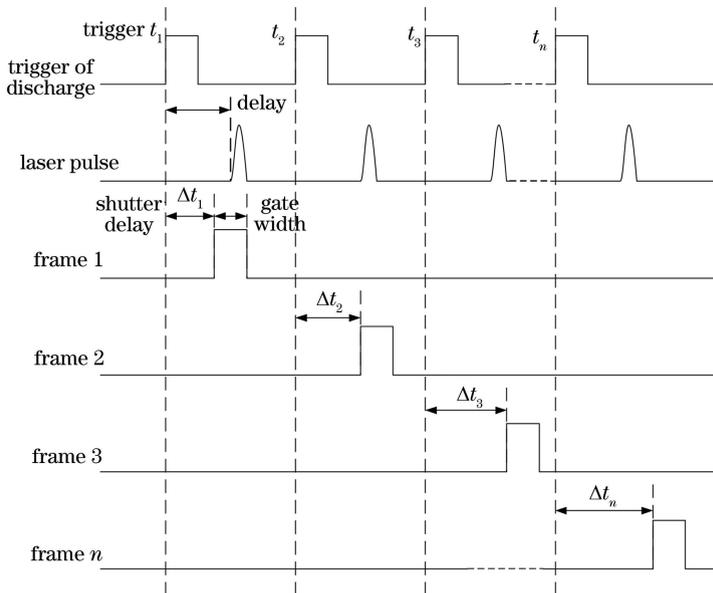


图 4 图像采集时序图

Fig. 4 Sequence diagram of image acquisition

4 结果及分析

4.1 冲击波产生及演化过程

在自行研制的放电腔中于 2000 Hz 下进行放

电, 采用阴影法进行观测, 得到了图 5 所示的放电冲击波产生和演化过程中比较典型的影像。

根据观测结果可将流场的发展演化过程概括为:

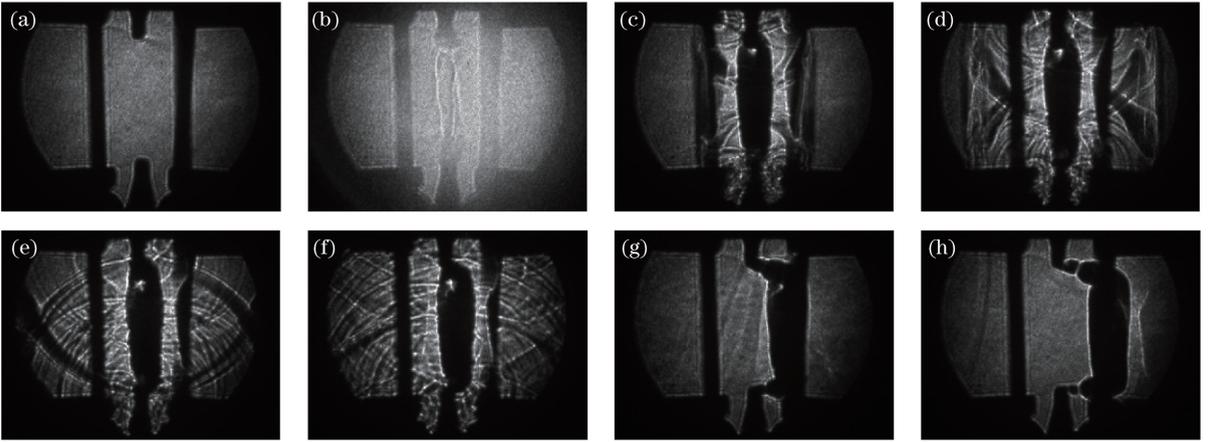


图 5 放电冲击波的产生和演化过程。

(a) 释放前; (b) 6.5 μs ; (c) 19 μs ; (d) 28.5 μs ; (e) 40 μs ; (f) 63 μs ; (g) 199 μs ; (h) 285 μs

Fig. 5 Generation and evolution of discharge shock wave. (a) Before discharge;

(b) 6.5 μs ; (c) 19 μs ; (d) 28.5 μs ; (e) 40 μs ; (f) 63 μs ; (g) 199 μs ; (h) 285 μs

1) 热气团的产生与清扫

触发后6.5 μs ,主放电完成,放电向气体中沉积的能量导致气体温度急剧升高,热气团产生并迅速膨胀。在放电后约 19 μs 时,热气团基本膨胀到稳定状态。此后,热气团在风机的作用下向气流下游运动,间接反映出风速对放电区杂质的清扫。

2) 横向冲击波的发展过程

气体放电后,热气团迅速膨胀,产生沿气流方向传播的横向冲击波。约 10.5 μs 时,横向冲击波与热气团分离,并向气流上游和下游传播。此后,横向冲击波经腔壁的反射波返回到放电区。

3) 电极间纵向冲击波的发展过程

气体放电后,阴极、阳极间的纵向冲击波逐渐形成。在 10 μs 时,可观测到纵向冲击波的条纹。纵向冲击波在电极间不断反射,剧烈地扰动流场,直到 150 μs 左右时基本消失。

4) 预电离冲击波的发展过程

气体放电后,预电离结构表面也会产生冲击波。约 16 μs 时,预电离放电产生的冲击波已传播到观测区,且清晰可见。

综上所述,气体放电后共产生三种冲击波:第一种是热气团瞬间膨胀产生的沿气流方向传播的横向平面冲击波,第二种是电极表面气体薄层能量释放产生的在电极间不断反射的纵向柱形冲击波,第三种是预电离表面放电激发的圆柱形冲击波。

4.2 冲击波波速的计算

冲击波的传播速度是其重要的性质之一,估算冲击波的波速有助于分析反射波的来源,对改进结构设计具有指导作用。首先,将图 5(a)与实际结构

尺寸进行对比,计算出每个像素代表的实际空间距离,即水平方向上一个像素点代表 0.079 mm,竖直方向上一个像素点代表 0.075 mm。

在 20~31 μs 之间,能够清晰地看到横向冲击波的传播,如图 6 所示。

为了识别冲击波的位置,在冲击波路径上画一条线,如图 7 所示。

绘制线上的光强分布曲线,如图 8 所示,横坐标为像素点编号,可以看到不同时刻横向冲击波所在的位置。

理论上讲,冲击波的速度在扩散过程中应该是逐渐降低的,但本实验观测区域较小,可不考虑冲击波速度的降低。根据横向冲击波的位置-时间关系,可求得冲击波的平均速度。得到的冲击波的位移公式为

$$s = 7.36 \cdot t + 456.7, \quad (6)$$

式中: t 为时间(μs); s 为位移(pixel)。因此,横向冲击波的传播速度为 7.36 pixel/ μs ,即 581.4 m/s。

纵向冲击波是从阴极和阳极表面的薄层向外扩散的,其形状接近弧形。从图 9 中可以看出,阳极冲击波与阴极冲击波始终同步向对面传播,几乎是对称的,可以认为阳极冲击波和阴极冲击波的速度几乎相同。用电极间距除以冲击波到达对面电极的时间,可估算得到主电极冲击波的波速为 460 m/s。

在图 10 所示的预电离冲击波的初期发展过程中能清楚地看到预电离冲击波所在的位置,如图中箭头所指。

通过分析位移-时间关系可以预电离冲击波的位移公式为

$$s = 6.34 \cdot t - 69.6, \quad (7)$$

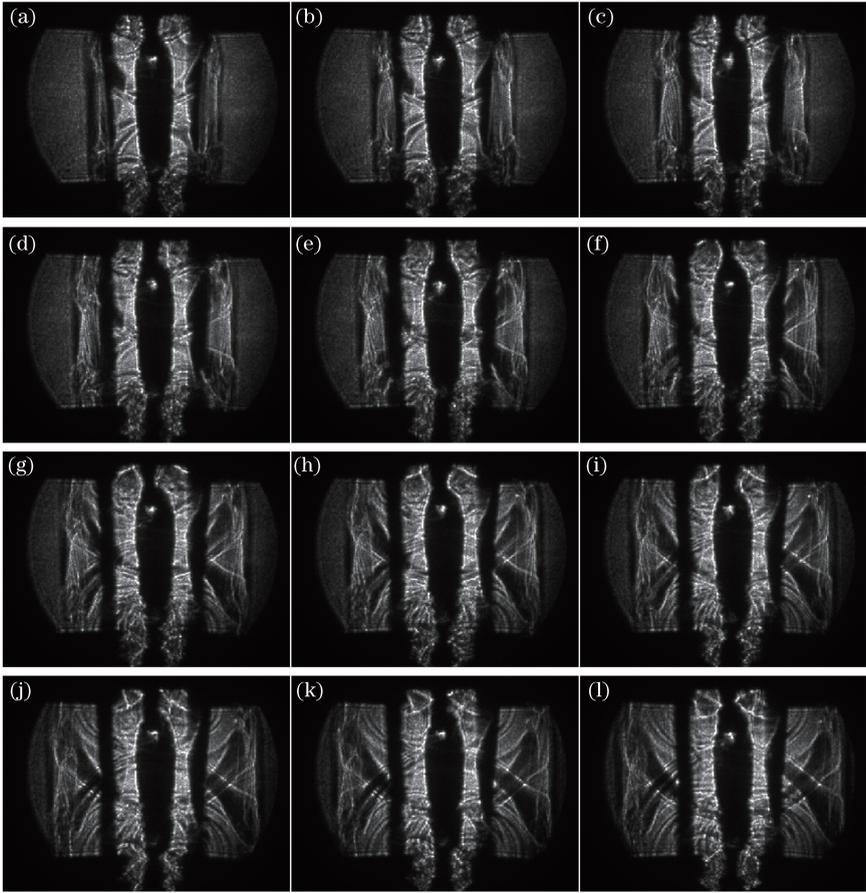


图 6 20~31 μs 时的冲击波图像。(a) 20 μs ; (b) 21 μs ; (c) 22 μs ; (d) 23 μs ; (e) 24 μs ;
(f) 25 μs ; (g) 26 μs ; (h) 27 μs ; (i) 28 μs ; (j) 29 μs ; (k) 30 μs ; (l) 31 μs

Fig. 6 Shock wave images from 20 μs to 31 μs . (a) 20 μs ; (b) 21 μs ; (c) 22 μs ; (d) 23 μs ;
(e) 24 μs ; (f) 25 μs ; (g) 26 μs ; (h) 27 μs ; (i) 28 μs ; (j) 29 μs ; (k) 30 μs ; (l) 31 μs

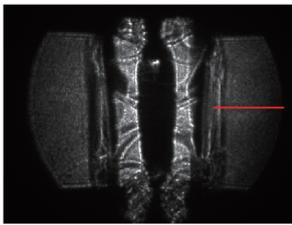


图 7 横向冲击波的传播路径

Fig. 7 Propagation path of transverse shock wave

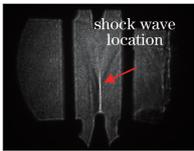
因此,预电离冲击波的传播速度为6.34 pixel/ μs ,即500.8 m/s。

4.3 冲击波影响的重复频率分析

当反射冲击波经过放电区时,如果刚好遇到放电,就会获得较差的激光线宽和能量稳定性,这意味着在某些频率下放电将一定会遇到冲击波。通过冲击波经过放电区的时间可以计算出哪些重复频率的放电会受到冲击波的影响。经统计,放电冲击波进入放电区的时间及影像如表 1 所示,同时给出了其可能影响到的重复频率。

表 1 主要冲击波可能影响的重复频率

Table 1 Repetition rates are possible to be affected by major shock waves

| Time / μs | Image | Repetition frequency possible to be affected / Hz |
|----------------------|--|---|
| 199-220 |  | 4545-5025 |
| 306 |  | 3260 |
| 670-720 |  | 1380-1500, 2760-3000, 4140-4500, 5520-6000 |

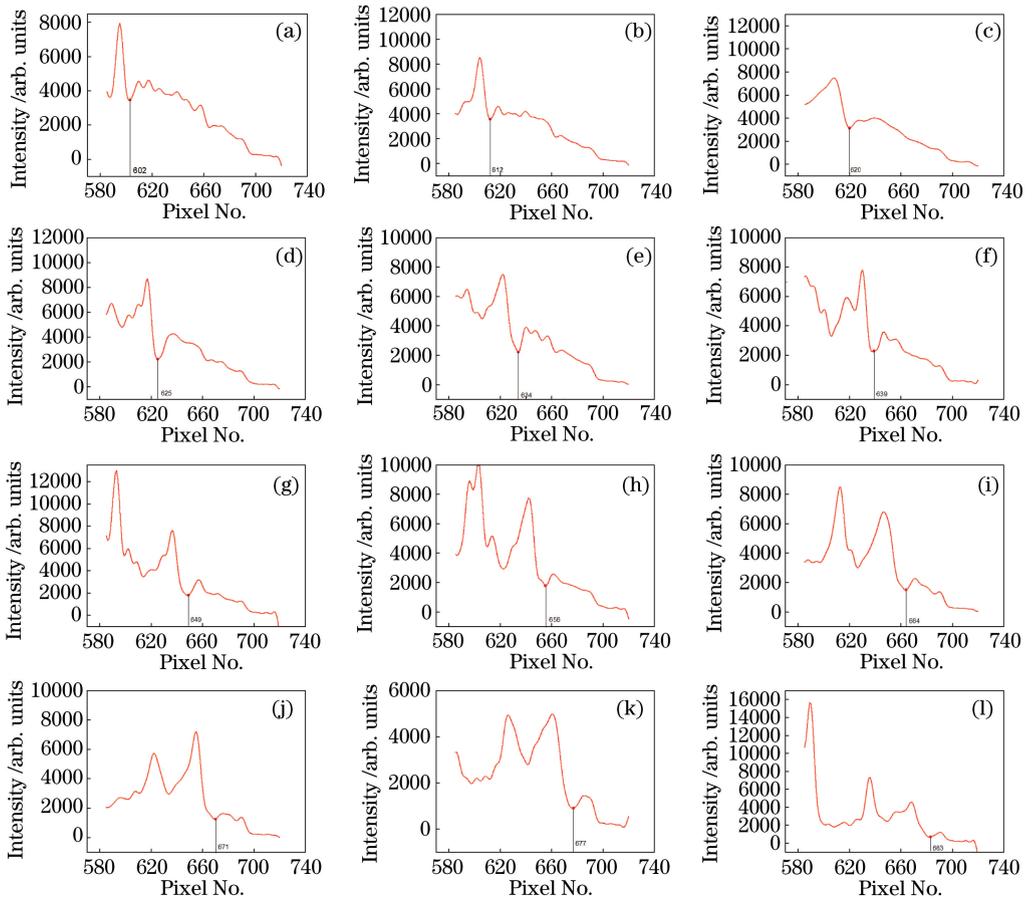


图 8 20~31 μs 时横向冲击波的位置。(a) 20 μs ; (b) 21 μs ; (c) 22 μs ; (d) 23 μs ; (e) 24 μs ;
(f) 25 μs ; (g) 26 μs ; (h) 27 μs ; (i) 28 μs ; (j) 29 μs ; (k) 30 μs ; (l) 31 μs

Fig. 8 Locations of transverse shock wave from 20 μs to 31 μs . (a) 20 μs ; (b) 21 μs ; (c) 22 μs ;
(d) 23 μs ; (e) 24 μs ; (f) 25 μs ; (g) 26 μs ; (h) 27 μs ; (i) 28 μs ; (j) 29 μs ; (k) 30 μs ; (l) 31 μs

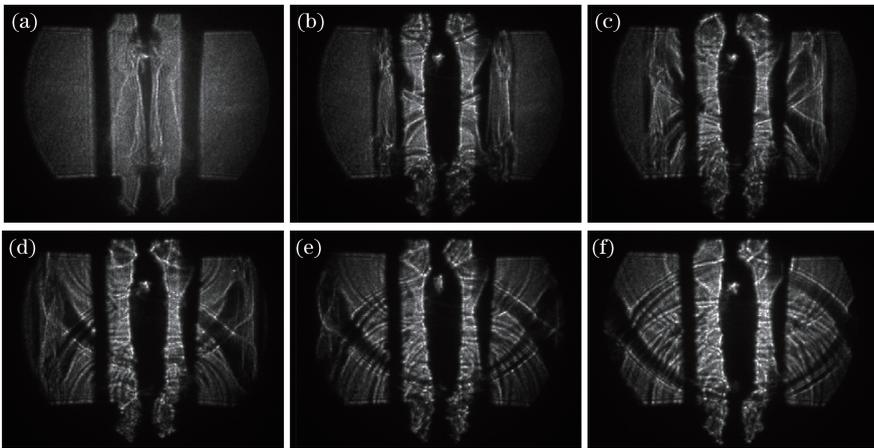


图 9 主电极冲击波的传播过程。(a)主电极冲击波的产生阶段;(b)主电极冲击波相遇;(c)主电极冲击波开始交叉;
(d)(e)主电极冲击波继续传播;(f)主电极冲击波到达对面电极

Fig. 9 Propagation of shock wave of main electrode. (a) Generation stage of shock wave of main electrode; (b) encounter
of shock waves of main electrode; (c) crossover of shock waves of main electrode; (d)(e) shock waves of main
electrode continues to propagate; (f) shock waves of main electrode arrive at the opposite electrode

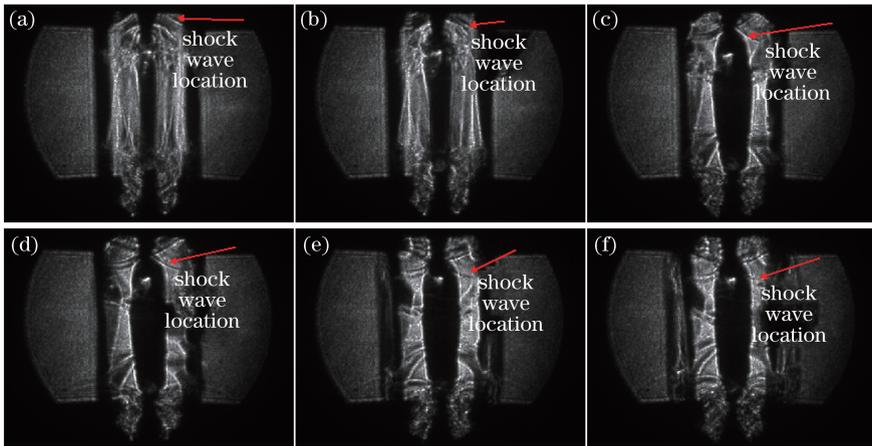


图 10 预电离冲击波的传播过程。(a) 11 μs 时预电离冲击波的位置;(b) 12 μs 时预电离冲击波的位置;(c) 16 μs 时预电离冲击波的位置;(d) 17 μs 时预电离冲击波的位置;(e) 18 μs 预电离冲击波的位置;(f) 19 μs 预电离冲击波的位置

Fig. 10 Propagation of preionization shock wave. (a) Preionization shock wave location at 11 μs ; (b) preionization shock wave location at 12 μs ; (c) preionization shock wave location at 16 μs ; (d) preionization shock wave location at 17 μs ; (e) preionization shock wave location at 18 μs ; (f) preionization shock wave location at 19 μs

可以看出,此准分子激光器在部分典型工作频率下,如 3000,5000,6000 Hz,可能会受到冲击波的影响,应采取相应措施。

5 结 论

介绍了对自主研制的准分子激光器放电区内放电冲击波进行实验研究的原理、实验装置和结果。通过对观测结果进行分析,得到了放电冲击波的产生过程和演化规律。放电能量在放电区沉积和释放,在放电腔内产生了三种典型的放电冲击波:热气团瞬间膨胀产生的横向冲击波、电极表面鞘层能量释放产生的纵向冲击波(主电极冲击波)和预电离表面鞘层能量释放产生的圆柱形冲击波。经计算可知,三种冲击波的波速为 460~580 m/s。根据观测结果可知,冲击波可能会影响到激光器的某些工作频率,特别是 3000~6000 Hz,应当予以足够重视。后续的研究中,拟结合腔体结构找到冲击波的反射表面,对其进行优化设计,以达到抑制冲击波不利影响的目的。

参 考 文 献

[1] Liu J R, Yi A P, Hu Z Y, *et al.* Excimer laser technology and applications [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2009.
刘晶儒, 易爱平, 胡志云, 等. 准分子激光技术及应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009.

[2] Lou Q H, Xu J, Fu S F, *et al.* Pulsed gas-discharge lasers[M]. Beijing: Science Press, 1993: 238-293.
楼祺洪, 徐捷, 傅淑芬, 等. 脉冲放电气体激光器

[M]. 北京: 科学出版社, 1993: 238-293.

[3] Imada G, Yamanoi H, Suzuki M, *et al.* Influence of shock waves on excitation discharge for TEA gas lasers[J]. Proceedings of SPIE, 2001, 4184: 423-426.

[4] Imada G, Masuda W, Yatsui K. Characteristics of excitation discharge of an excimer laser in gas density depletion[J]. Proceedings of SPIE, 1998, 3574: 653-658.

[5] Imada G, Shinkai T, Masuda W, *et al.* Influence of floating particles on excitation discharge for TEA gas lasers[J]. Proceedings of SPIE, 2001, 4184: 365-368.

[6] Yu Y S, You L B, Liang X, *et al.* Progress of excimer lasers technology [J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(9): 2253-2270.
余吟山, 游利兵, 梁勳, 等. 准分子激光技术发展[J]. 中国激光, 2010, 37(9): 2253-2270.

[7] Hogge H D, Crow S C. Flow and acoustics in pulsed excimer lasers [C] // AIAA Conference on Fluid Dynamics of High Power Lasers, October 31-November 2, 1978, Cambridge, Mass. USA: AIAA, 1978.

[8] Witteman W J, Timmermans J C M, van Goor F A. Analysis of high-power XeCl excimer laser [J]. Proceedings of SPIE, 1996, 2773: 85-97.

[9] Zeitoun D, Bessafi M, Fontaine B, *et al.* Numerical computation of unsteady two-dimensional flow in excimer laser[J]. Proceedings of SPIE, 1989, 1031: 423-427.

[10] Vuillon J, Zeitoun D. Numerical study of 2D and 3D flowfields in a high-power pulsed chemical laser[J].

- International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 1997, 7(1): 24-41.
- [11] Maeno K, Kosugi S. Characteristics of pressure waves in the cavity of a pulsed excimer laser [J]. Proceedings of SPIE, 1999, 3571: 45-51.
- [12] Imada G, Igawa H, Masugata K, *et al.* Propagation of shock waves in a discharge-pumped XeCl excimer laser [J]. Proceedings of SPIE, 1994, 2118: 51-58.
- [13] Hori T, Yabu T, Ishihara T, *et al.* Feasibility study of 6 kHz ArF excimer laser for 193 nm immersion lithography [J]. Proceedings of SPIE, 2005, 5754: 1285-1292.
- [14] Li G C. Aero-optics [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2007: 28.
李桂春. 气动光学 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2007: 28.
- [15] Zhu N W, Fang X D. FLUENT-based numerical simulation of gas flow field of excimer laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(9): 0901007.
朱能伟, 方晓东. 基于 FLUENT 的准分子激光器气体流场数值仿真 [J]. 中国激光, 2016, 43(9): 0901007.
- [16] Luan K P, Ye J F, Wang S, *et al.* Flow field measurements in gain zone of XeF(C-A) gas laser based on particle image velocimetry [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(2): 0204007.
栾昆鹏, 叶景峰, 王晟, 等. 基于粒子图像测速的 XeF(C-A) 气体激光器增益区流场测量 [J]. 中国激光, 2019, 46(2): 0204007.
- [17] Du G H, Zhu Z M, Gong X F. Acoustic foundations [M]. 3rd ed. Nanjing: Nanjing University Press, 2012: 116.
杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬. 声学基础 [M]. 3 版. 南京: 南京大学出版社, 2012: 116.