

脉冲电弧等离子体激励控制超声速 平板边界层转捩实验*

唐冰亮 郭善广† 宋国正 罗彦浩

(空军工程大学航空工程学院, 等离子体动力学重点实验室, 西安 710038)

(2020年2月12日收到; 2020年5月10日收到修改稿)

脉冲电弧等离子体激励器具有局部加热效应强、扰动范围广等特点, 在超声速流动控制中具有广阔的应用前景. 本文运用电参数测量系统和高速纹影技术研究了脉冲电弧等离子体激励器在 $Ma = 3$ 来流条件下的电特性和流场特性; 采用纳米粒子平面激光散射技术对超声速平板边界层的流动结构进行了精细测量, 并对不同等离子体激励频率下的边界层转捩特性进行了研究. 实验结果表明, 脉冲电弧放电会产生速度较高的前驱冲击波和温度较高的热沉积区, 给边界层施加连续不断的扰动. 施加扰动的脉冲电弧等离子体激励能够促进超声速平板边界层转捩. 并且脉冲放电的高频冲击效应可以促进转捩提前发生, 且频率越高, 效果越好, 当施加激励频率为 60 kHz 时, 转捩区长度为 0, 湍流边界层厚度为 25 mm. 脉冲电弧等离子体激励器可以用来促进超声速边界层转捩.

关键词: 脉冲电弧, 超声速, 转捩, 纳米粒子平面激光散射技术

PACS: 52.40.Hf, 52.35.Ra, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.69.20200216

1 引言

边界层转捩通常定义为边界层流动由层流状态发展为湍流状态的过程, 是一个多因素耦合影响的复杂流动现象^[1]. 转捩对航空飞行器设计的影响是多方面的, 可以带来有利的影响. 边界层从层流转捩成湍流, 有利于克服流动分离, 增强流体掺混, 可以用来提高燃烧效率, 防止发动机不启动^[2]. 例如在超燃冲压发动机入口前添加转捩装置可以促进边界层转捩, 克服流动分离, 进而提高发动机效率、防止发动机不启动^[3]. 因此, 开展转捩机理以及转捩控制等方面的研究, 具有较大工程实际意义.

超声速情况下转捩位置靠后, 转捩过程较长, 为了防止超声速流动情况下流动分离以及促进燃烧, 通常采用促进转捩的控制装置来达到预期目

的^[4,5]. 目前促进边界层转捩主要有被动控制和主动控制两种方法, 其中涡流发生器和粗糙元阵列作为典型的被动控制方法被广泛采用, 粗糙元阵列控制是目前使用最为普遍的方法^[6]. 典型的如 X-43A, 其下表面采用斜坡型转捩装置促进转捩, 以克服流动分离并增加发动机入口流量^[7]. 赵慧勇等^[8]使用钻石型涡流发生器对边界层进行强制转捩, 通过红外热图技术获得了壁面的热流分布. 董昊等^[9]在常规高超声速风洞中开展了高超声速平板边界层转捩的油膜干涉测量技术研究. 当增加方形粗糙元后, 粗糙元在其后方产生的尾涡促进了边界层流动转捩为湍流状态.

涡流发生器以及粗糙元阵列等被动流动控制方法可以有效促进边界层转捩, 但是由于安装位置和几何型面固定, 难以在宽工况条件下取得良好效果, 并且还会产生附加阻力^[10]. 而等离子体激励作

* 国家自然科学基金(批准号: 51907205)、陕西省自然科学基金基础研究计划(批准号: 2018JQ1011)和国家数值风洞工程(批准号: NNW2018-ZT3B08)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shanguang_guo@163.com

为主动控制方法, 具有结构简单、响应快 (μs 量级)、频带宽 (1 Hz—100 kHz)、强度大、功率低等技术优势, 同时等离子体激励具有热效应, 冲击效应、物性改变和频率耦合等多种控制机理^[11,12], 在促进超声速边界层转捩方面具有广泛应用前景. 等离子体激励器主要包括介质阻挡放电、脉冲电弧放电以及等离子体合成射流等^[12]. 张攀峰等^[13]采用唯象模型模拟介质阻挡放电等离子体激励器, 求解 Navier-Stokes 方程研究了等离子体非定常激励与平板边界层的相互作用. 结果表明, 非定常等离子体激励使边界层内形成系列涡对, 涡对的强度主要由等离子体激励强度决定. 陆纪椿等^[14]在低速射流风洞中, 将等离子体激励器成功应用于低速光滑平板的边界层转捩控制上, 实验结果表明, 通过施加连续放电等离子体激励, 能够推迟边界层转捩发生. Grundmann 和 Tropea^[15,16]进行了一系列等离子体转捩控制研究, 归纳等离子体控制边界层转捩的原理主要为, 等离子体激励器在流场中加入准定常动量直接作用于边界层平均速度型, 通过非定常激励器放电作用, 直接抵消边界层内不稳定波, 推迟边界层转捩. Duchmann 等^[17]成功进行了试飞验证工作, 研究表明, 利用等离子体激励器能够推迟大气环境下边界层转捩. 但是从目前国内外的研究进展来看, 等离子体激励如介质阻挡放电, 由于自身激励形式的限制, 激励强度难以提升, 在强相互作用流场中控制效果明显较弱, 现多用于低速流动控制且用于推迟边界层转捩.

脉冲电弧放电等离子体激励器 (pulsed arc discharge plasma actuator, PADPA) 的强度较大, 控制效果强, 是一种新型的等离子体激励器^[18,19]. 激励器主要由两个相隔几毫米的钨电极所组成, 固定于平板表面. 一旦极间电压达到气体的击穿电压 (通常为几千伏), 就会发生气体击穿并建立电弧. 电弧加热局部空气将电能转换为内能^[20], 从而产生热的控制气体泡 (control gas bulb, CGB)^[21,22], CGB 随主流向下游传播进入干扰区对流场结构施加流动控制, PADPA 的放电过程如图 1 所示. Bletzinger 等^[23]在其综述中总结了脉冲电弧放电的一般控制原理. 激励区的能量沉积可以使局部声速增大, 马赫数降低, 从而达到使流场改性的控制效果. Webb 等^[24]发现尽管功率输入较小, 高频放电的热效应仍可以促使边界层改性, 弱小的扰动可以在边界层中被放大. 同时证明了 PADPA 在激

波/边界层干扰流动中的控制力, 控制原理主要为通过控制流动分离来减弱干扰强度. 目前 PADPA 多用于激波/边界层控制, 且控制效果较好, 但尚未应用于超声速边界层转捩控制中. 因此本文将 PADPA 应用于促进超声速平板边界层转捩控制中, 探索 PADPA 在超声速边界层转捩控制的潜力, 为促进超声速平板边界层转捩提供一种主动控制方法.

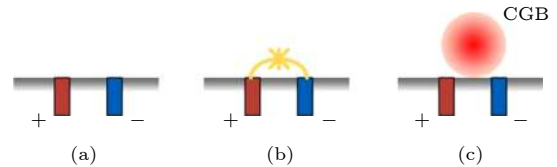


图 1 PADPA 的工作过程 (a) 施加高电压; (b) 气体击穿; (c) CGB 产生

Fig. 1. Working process of PADPA: (a) High voltage applied; (b) gas breakdown; (c) CGB generation.

针对超声速边界层转捩控制的重要需求, 本文首先采用高速纹影技术初步研究了脉冲电弧放电在不同激励频率下的流场演化特性; 然后采用纳米粒子平面激光散射 (nano-particle planer laser scattering, NPLS) 技术对放电前后平板边界层流场进行显示和测量, 通过改变等离子体激励频率研究频率对转捩效果的影响, 并对脉冲电弧放电促进边界层转捩的流动机制进行分析.

2 实验系统

2.1 超声速风洞和实验模型

实验在国防科学技术大学设计马赫数为 3 的低端流度风洞中进行. 风洞的运行方式为吸气式, 来流总压 $P_0 = 1 \text{ atm}$ ($1 \text{ atm} = 1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$), 总温 $T_0 = 300 \text{ K}$. 关于超声速风洞的详细情况可参见文献^[25].

实验模型采用黑色尖前缘亚克力平板, 如图 2 所示, 其宽度为 198 mm, 长度为 400 mm, 高度为 20 mm. 前缘夹角为 20° , 亚克力平板距离实验段下壁面高度为 85 mm. 电弧激励器结构简单, 由特氟龙圆柱和钨针 (1 mm) 两部分构成, 安装在距离平板前缘 100 mm 位置上, 电极间距为 5 mm. 当电极被击穿, PADPA 会产生热沉积区和前驱冲击波两个典型结构, 如图 3 所示, 前驱冲击波带有冲击效应, 而热沉积区则主要体现出热效应.

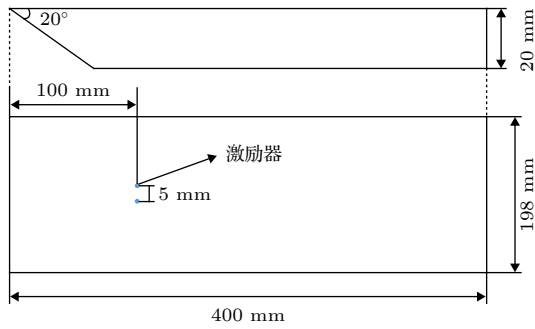


图 2 平板尺寸示意图
Fig. 2. Plate size drawing.

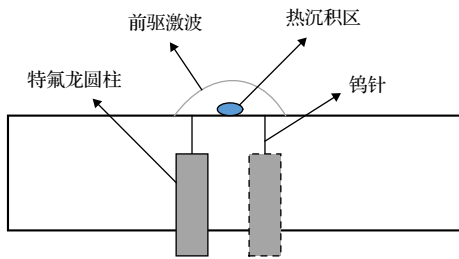


图 3 PADPA 工作示意图
Fig. 3. PADPA working diagram.

2.2 NPLS 系统

实验采用 NPLS 技术测量流场结构. NPLS 系统 (图 4) 主要包括双曝光 CCD 相机、同步控制器、双腔脉冲激光器以及纳米粒子发生器等, 该系统以 5 nm 粒径量级的二氧化钛球形粒子作为示踪粒子, 以双腔脉冲平面激光作为光源, 通过 CCD 相机记录流场中的粒子图像实现超声速流动的高分辨率成像. NPLS 系统具有很高的时间和空间分辨率以及高图像信噪比, 同时在超声速流动中具有良好示踪粒子跟随能力, 在超声速甚至高超声速流动的精细测量方面具有广阔的应用前景 [26].

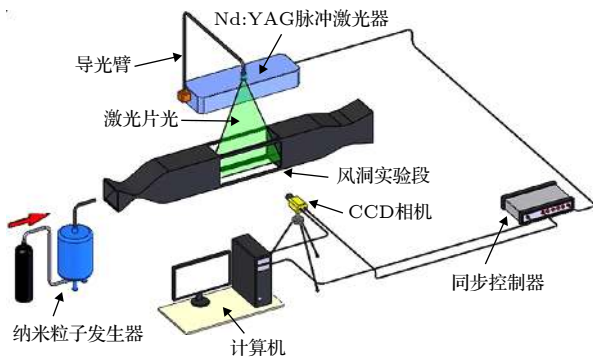


图 4 NPLS 系统示意图
Fig. 4. NPLS system diagram.

2.3 高速纹影系统

高速纹影系统主要部件包括: 光源、光学部件、刀口、高速相机. 光源选择氙灯, 一方面是因为氙灯功率大, 照射出来光强大, 可以降低高速相机曝光时间, 从而提高相机帧频; 另一方面是因为采用氙灯可以更好地满足连续拍摄的需要. 光学部件由双凹球面反射镜以及平面镜形成 Z 型光路, 如图 5 所示. 氙灯发出的光束经过两道凸透镜后成为标准点光源, 适当调整点光源、平面镜、纹影仪三者的距离, 使其总和等于纹影仪焦距, 使得通过纹影仪的光线平行通过激励器, 经过另一侧纹影仪的光线汇聚并经过刀口切割后, 由高速相机采集并存储. 选用 Phantom®V2512 高速 CCD 作为成像设备, 该相机在最大分辨率为 1280×800 下的拍摄帧频为 25000 帧/s, 在最小分辨率为 128×8 下的拍摄帧频为 700000 帧/s, 根据激励器尺寸及观察区域的大小, 拍摄分辨率选取为最大分辨率, 此时的相机帧频为 25000 帧/s, 帧间隔为 $40 \mu\text{s}$, 曝光时间为 $1 \mu\text{s}$.

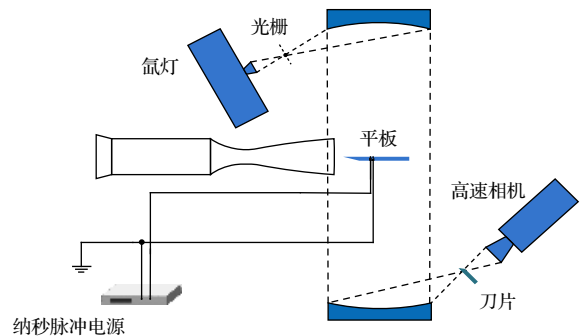


图 5 高速纹影系统示意图
Fig. 5. Schematic diagram of high-speed schlieren system.

2.4 纳秒脉冲电源

如图 6 所示, 本文采用的电源是西安交通大学研制的纳秒脉冲电源, 该电源采用自回路设计, 放电频率可调. 另外当放电通道开始放电时, 利用连接在电源高压端的 P6015A 型高压电压探头记录放电电压波形, 同时利用 TCP0030A 型电流探针测量电流随时间的变化. 所得电压电流数据被记录在示波器当中, 为满足微秒量级的放电时间尺度, 采用 100 MHz 的采样频率以保证记录下完整的单周期放电参数.



图 6 纳秒脉冲电源

Fig. 6. Nanosecond pulse power supply.

3 结果与分析

3.1 放电特性

图 7 为 PADPA 在 $Ma = 3$ 流场中的放电特性. 设置放电电压为 10 kV, 放电脉宽为 100 ns, 上升沿和下降沿均为 50 ns, 放电频率为 60 kHz. 利用电压探针和电流探针采集放电特性, 示波器用来记录放电信号. 图 7(a) 反映了单次放电过程中, 电压电流随时间的演化规律, 可以看到放电的峰值电压为 6 kV, 峰值电流为 70 A, 放电的时间尺度大约为 300 ns. 还能看出电流相比于电压有一个明显的滞后, 电压的变化对应的是击穿起弧的过程, 而击穿之后的能量沉积则对应电流的变化. 图 7(b) 为通过电压电流值计算出的放电功率 $P(t)$ 的波形图, 沿时间 t 积分可得到单次的放电能量为 70 mJ. 相比于大能量扰动控制方法, PADPA 消耗的能量较少.

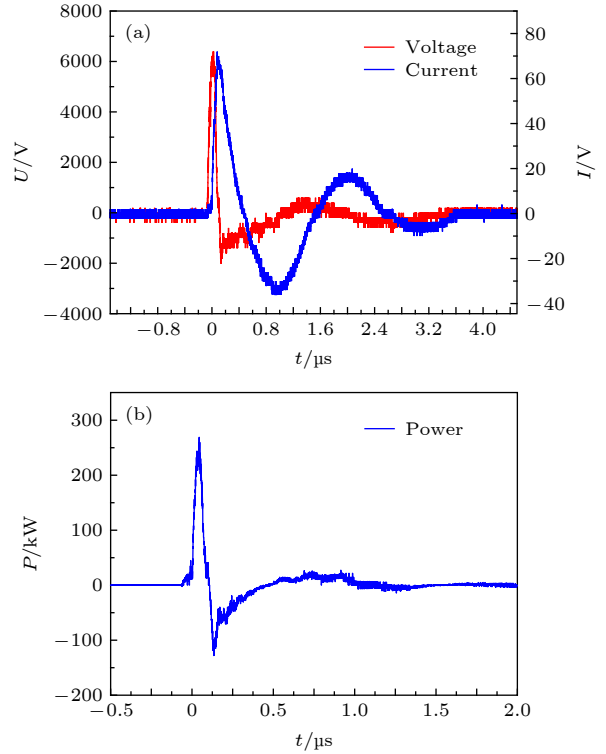


图 7 放电特性 (a) 电压电流波形; (b) 功率波形

Fig. 7. Discharge characteristic: (a) Voltage current waveform; (b) power waveform.

3.2 纹影流动显示

为了探索脉冲电弧放电对流场带来的影响, 通过高速纹影相机研究了单脉冲电弧放电的整个演化过程, 如图 8 所示. 图 8(a) 是利用高速相机直接捕捉到的放电过程中电弧形态演化, 当空气介质被极间高压击穿, 电极间会产生明亮的热沉积区, 激

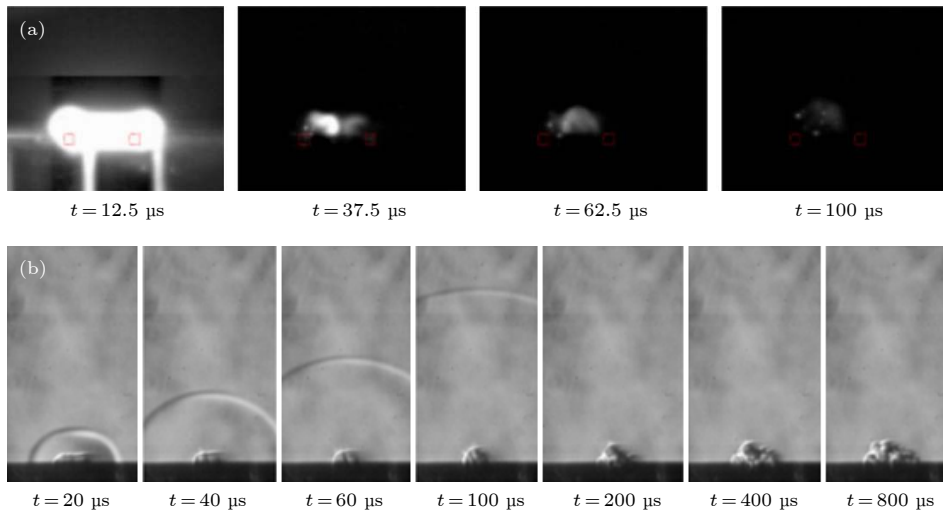


图 8 单脉冲电弧放电过程 (a) 电弧形态; (b) 激励区域演化过程

Fig. 8. Process of monopulse arc discharge: (a) The shape of arc; (b) the evolution of the excitation area.

励器开始放电. 在 $t = 12.5 \mu\text{s}$ 时, 激励器电极间可以观察到清晰的电弧形态, 但随后电弧形态迅速湮灭. 在 $t = 100 \mu\text{s}$ 时, 放电过程基本完成, 极间电弧消失. 相比微秒量级的放电过程, 激励区域流场特性的演化周期相对较长. 电弧放电在短时间内释放了大量的热量, 产生了两种特征结构: 前驱冲击波和热沉积区. 前驱冲击波是由局部温度突升, 气体受热膨胀所产生, 速度较快, 拥有较大的瞬时推力, 主要对流场产生冲击效应; 热沉积区是由电弧加热当地空气产生, 携带大量的热量, 持续时间较长, 随着时间的演化向四周扩散, 扰动面积大, 主要对流场边界层施加热效应.

脉冲电弧放电的最大优势在于频率可控, 可以实现高频激励, 这对于持续控制超声速流动的气动问题具有重要意义. 图 9 给出了三种频率激励 ($f = 5, 10$ 和 20 kHz) 的电弧放电纹影显示, 每帧时间间隔为 $100 \mu\text{s}$. $t = 20 \mu\text{s}$ 时, 为脉冲电弧放电的第一个周期, 以上所述的两种特征结构都被清晰的捕捉, 前驱冲击波位于同一水平线上. $t = 120 \mu\text{s}$ 时, $f = 10 \text{ kHz}$ 开始第二次放电, $f = 20 \text{ kHz}$ 开始第

三次放电, 第一次放电所产生的前驱冲击波仍在同一水平线上, 说明不同激励频率下, 前驱冲击波向上传播的速度比较接近. $t = 220 \mu\text{s}$ 时, 通过纹影图像可以得到 $d_1 = d_2 = d_3, L_1 = L_2$, 表明即使激励频率不同, 单次激励所产生的前驱冲击波速度仍比较接近. 这说明激励频率的改变并不会较大幅度地影响单次脉冲的冲击波速度, 相反, 在相同时间内, 激励频率越高, 流场得到的冲击次数越多, 累积的作用效果越明显.

进一步通过高速相机的拍摄帧频和前驱冲击波在不同瞬时截面的位置, 计算出了静止放电时, 不同时刻前驱冲击波的头部传播速度, 如图 10 所示. 在 $t = 20 \mu\text{s}$, 放电刚开始时, 前驱冲击波的冲击速度可以达到 530 m/s , 冲击效应最强. 但随后前驱冲击波性能迅速下降, 在 $t = 40 \mu\text{s}$ 时头部速度仅有 400 m/s , 相比于 $20 \mu\text{s}$ 前下降了 25% , 是下降幅度最大的时间段, 前驱冲击波的冲击强度也在这段时间内被极大的消耗. 在 $t = 40 \mu\text{s}$ 后, 前驱冲击波的头部速度基本随着时间平稳下降, 直至耗散. 可以推测在 $t = 20 \mu\text{s}$ 前, 前驱冲击波冲击效应更强, 在放电的一瞬间有可能给边界层带来更大的扰动, 促使边界层改性, 但高强度的冲击效应有效时间很短, 前驱冲击波的速度在短时间内会被迅速的耗散.

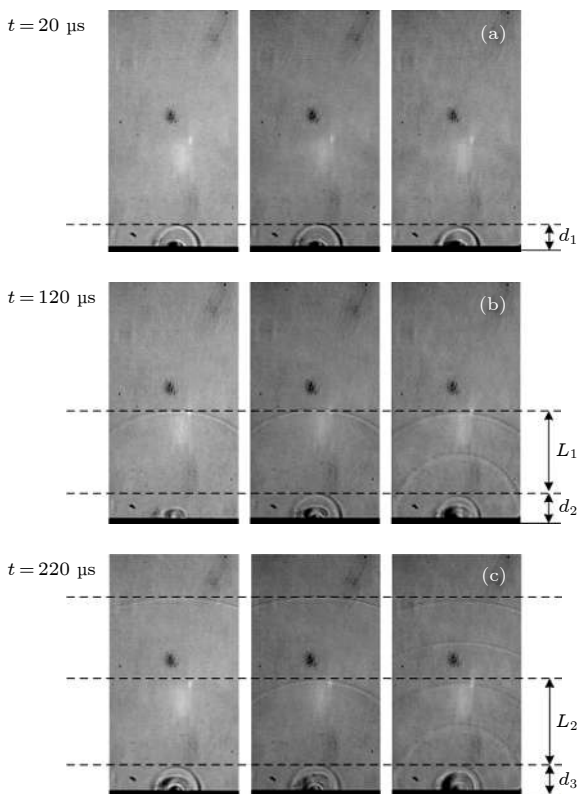


图 9 不同激励频率下放电的纹影显示 (a) $f = 5 \text{ kHz}$; (b) $f = 10 \text{ kHz}$; (c) $f = 20 \text{ kHz}$
 Fig. 9. Schlieren display at different excitation frequencies: (a) $f = 5 \text{ kHz}$; (b) $f = 10 \text{ kHz}$; (c) $f = 20 \text{ kHz}$.

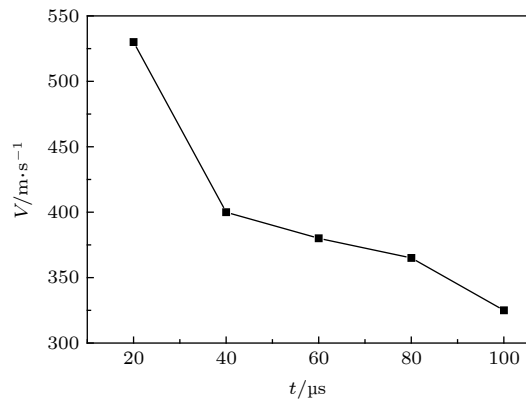


图 10 前驱冲击波速度随时间的变化曲线
 Fig. 10. Velocity curve of precursor shock wave with time.

为了进一步加深对于脉冲电弧放电激励特性的认识, 进行超声速来流条件 ($Ma = 3$) 下的流场特性演化研究. 图 11 给出了 $f = 10 \text{ kHz}$ 以及 $f = 20 \text{ kHz}$ 激励频率下, 单组激励器在 3 个不同周期的流场特性图. 如图 9(a) 所示, $f = 10 \text{ kHz}$ 情况下, 瞬时流场中可以同时捕捉到 3 次较强的前驱冲击波, 前驱冲击波间衔接紧密, 基本可以实现持续

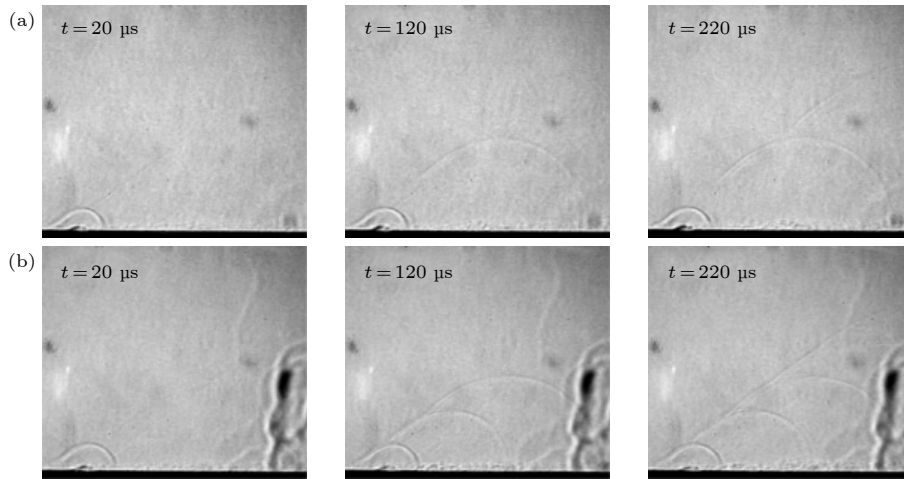


图 11 激励器在来流条件下的流场特性演化 (a) $f = 10$ kHz; (b) $f = 20$ kHz

Fig. 11. Evolution of flow field characteristics of the exciter under incoming flow conditions: (a) $f = 10$ kHz; (b) $f = 20$ kHz.

的冲击效应. $f = 20$ kHz 的作用效果更加明显, 瞬时截面可以同时捕捉到 5 次前驱冲击波, 彼此之间相互衔接, 已经形成了一道类似于弱压缩波的波阵面. 同时注意到边界层的变化, 可以明显发现层流边界层在经过放电区域后开始转捩, 湍流化现象明显. 通过纹影图像初步显示, 脉冲放电的高频冲击效应可以在一定程度上促进转捩发生, 且频率越高, 效果越好.

3.3 转捩过程的 NPLS 流动显示

图 12 给出了超声速平板边界层基准流场结构图, 实际拍摄范围为 40—168 mm, 像素分辨率为 $52.4 \mu\text{m}/\text{pixel}$, 流场流动方向从左至右. 可以看出, 由于风洞来流存在较多扰动, 能够观察到边界层从层流发展到湍流的全过程. 在 $x < 140$ mm 范围内边界层皆处于层流状态, 随着层流边界层沿平板壁

面不断发展, 边界层内部发生扰动并逐渐增大, 进入转捩阶段, 在 $140 \text{ mm} < x < 168 \text{ mm}$ 范围内边界层处于转捩区, 边界层内部开始出现大尺度流动结构, 这些大尺度流动结构与平板壁面的法向距离逐渐提高, 边界层内部流动与主流之间的作用持续增强, 这些剧烈的相互作用导致边界层的厚度不断增加, 边界层流动进入完全发展的湍流边界层阶段.

如图 13 所示, 当向流场施加频率为 5 kHz 激励时, 在放电区域之前边界层皆处于层流状态, 经过放电区域后, 边界层厚度较基准流场有所增加. 在 $x = 110$ mm 附近的区域发生转捩, 在 $110 \text{ mm} < x < 140$ mm 范围内边界层处于转捩区, 具体特征为边界层开始失稳, 出现大尺度流动结构, 边界层的厚度增加, 但厚度增长速度较为缓慢. 在 $x = 140$ mm 附近破碎为小尺度结构. 之后湍流边界层流动进入充分发展阶段, 湍流边界层厚度达到 20 mm.

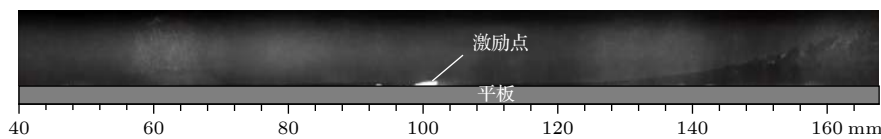


图 12 基准流场图

Fig. 12. Basic flow field diagram.

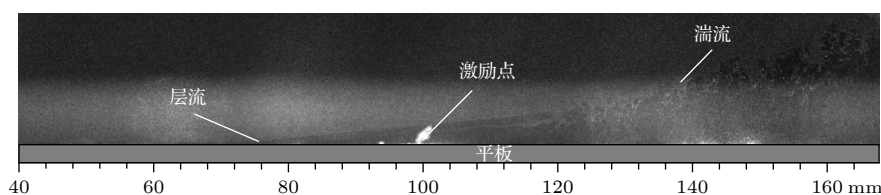


图 13 激励频率为 5 kHz 时流场图

Fig. 13. Flow field diagram when excitation frequency is 5 kHz.

如图 14 所示, 当向流场施加频率为 10 kHz 激励时, 在放电区域之前边界层皆处于层流状态. 经过放电区域后开始发生转换, 在 $100\text{ mm} < x < 130\text{ mm}$ 范围内边界层处于转换区, 具体特征为边界层经过等离子体激励后, 迅速形成大尺度结构, 同时边界层的厚度也在不断呈线性增加, 厚度增长速率较激励频率为 5 kHz 时要快, 在 $x = 130\text{ mm}$ 附近大尺度结构逐渐破碎为小尺度结构. 之后湍流边界层流动进入充分发展阶段, 湍流边界层厚度达到 22 mm.

如图 15 所示, 当向流场施加频率为 20 kHz 激励时, 在 $x < 95\text{ mm}$ 的范围内边界层皆处于层流状态, 但边界层厚度较基准流场有所增加. 在 $x = 95\text{ mm}$ 附近的区域发生转换, 在 $95\text{ mm} < x < 110\text{ mm}$ 范围内边界层处于转换区, 具体特征为边界层在等离子体激励区域发生失稳, 同时出现涡的卷起, 并形成大尺度结构, 在 $x = 110\text{ mm}$ 附近大尺度结构逐渐破碎为小尺度结构, 经过转换区后边界层厚度急剧增加. 之后湍流边界层流动进入充分发展阶段, 湍流边界层厚度达到 23 mm.

如图 16 所示, 当向流场施加频率为 40 kHz 激励时, 在 $x < 90\text{ mm}$ 的范围内边界层皆处于层流状态, 但是边界层厚度较基准流场有所增加. 在 $x = 90\text{ mm}$ 附近区域发生转换. 在 $90\text{ mm} < x < 100\text{ mm}$ 范围内边界层处于转换区, 具体特征为边界层的厚度迅速增加, 同时出现涡的卷起, 并形成大尺度结构. 当大尺度结构经过等离子体放电区域后, 立即破碎为小尺度结构. 之后湍流边界层流动进入充分发展阶段, 湍流边界层厚度达到 24 mm.

如图 17 所示, 当向流场施加频率为 60 kHz 激励时, 在 $x < 90\text{ mm}$ 的范围内边界层皆处于层流状态, 但边界层厚度较基准流场有所增加, 可以清晰看到, 层流边界层经过等离子体放电区域后, 立即破碎为小尺度结构, 层流边界层直接转换进入湍流边界层. 导致这种现象的原因可能是由于等离子体放电产生的扰动较大, 扰动直接越过了线性发展和非线性发展的过程, 而达到非线性饱和的阶段, 结果导致边界层内大尺度结构迅速破碎, 流动进入湍流. 之后湍流边界层流动进入充分发展阶段, 边界层厚度达到 25 mm.

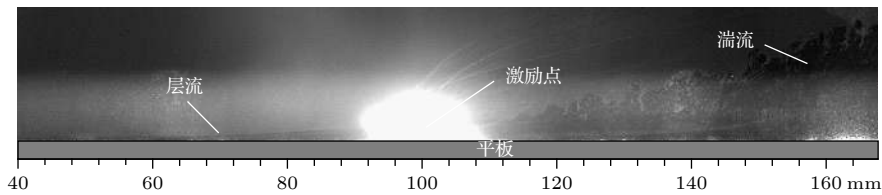


图 14 激励频率为 10 kHz 时流场图

Fig. 14. Flow field diagram when excitation frequency is 10 kHz.

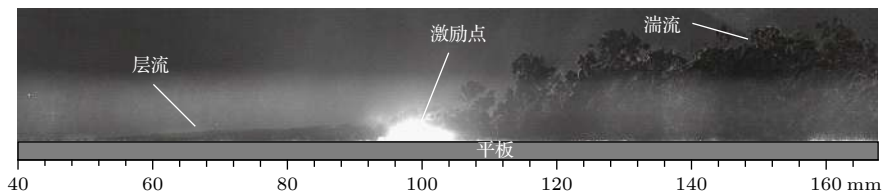


图 15 激励频率为 20 kHz 时流场图

Fig. 15. Flow field diagram when excitation frequency is 20 kHz.

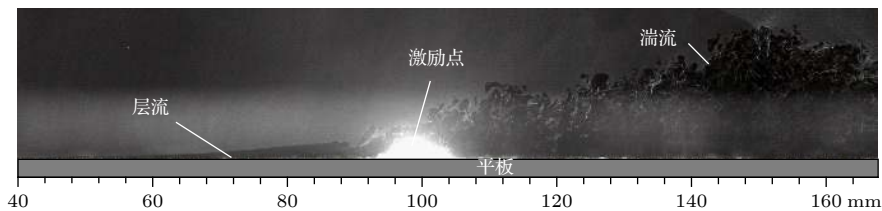


图 16 激励频率为 40 kHz 时流场图

Fig. 16. Flow field diagram when excitation frequency is 40 kHz.

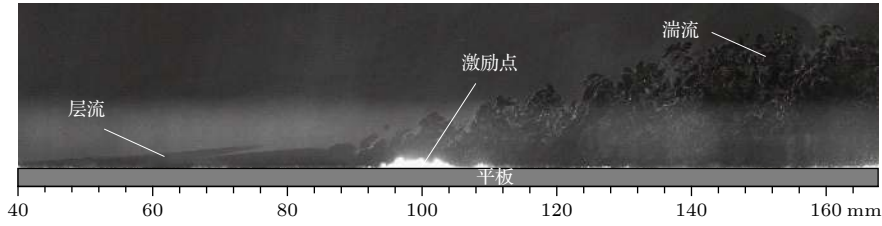


图 17 激励频率为 60 kHz 时流场图

Fig. 17. Flow field diagram when excitation frequency is 60 kHz.

通过观察施加不同激励频率时的流场图,可以得到,如图 18 所示,超声速平板边界层转换位置随着激励频率的增大位置越靠前,边界层转换区长度随着激励频率的增加而变短,当施加高频激励如 60 kHz 时,转换区长度为 0. 分析原因可知,高频的微秒量级的放电过程,会产生速度较高的前驱冲击波和温度较高的热量,给边界层施加连续不断的扰动. 在持续的冲击作用下,边界层会发生一定的改性,边界层容易失稳,因此转换位置靠前. 同

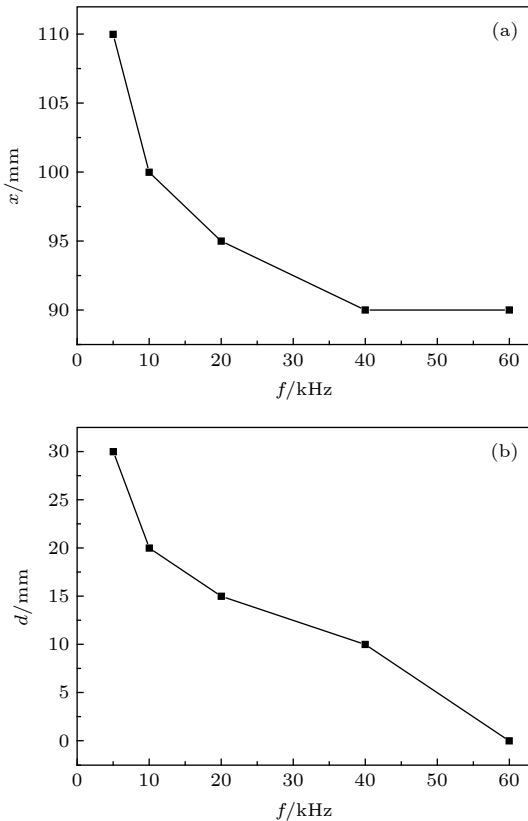


图 18 转换参数随激励频率的变化 (a) 转换位置随激励频率的变化; (b) 转换区长度随激励频率的变化

Fig. 18. Transition parameters vary with excitation frequency: (a) Transition position varies with the excitation frequency; (b) length of transition zone varies with the excitation frequency.

时由于等离子体放电产生的扰动较大,扰动直接越过了线性发展和非线性发展的过程,而达到非线性饱和的阶段,结果直接导致边界层状态直接由层流进入湍流,转换区长度变短.

边界层转换的途径可以按照图 19 进行分类^[27]. 当施加频率较低时 ($f = 5, 10$ 和 20 kHz), 对边界层的扰动相对较小,此时边界层转换途径符合途径 4, 等离子体激励产生的冲击波进入到边界层触发不稳定波,不稳定波随着边界层的生长而逐渐发展. 随着扰动波幅值的进一步增长,边界层发展到非线性阶段. 最后,层流边界层变为了湍流边界层. 当施加频率较高时 ($f = 40$ 和 60 kHz), 对边界层的扰动大且时间长,此时边界层转换途径符合途径 5, 等离子体激励产生的冲击波进入到边界层触发不稳定波,不稳定波的发展直接跳过线性增长阶段经过旁路转换进入湍流.

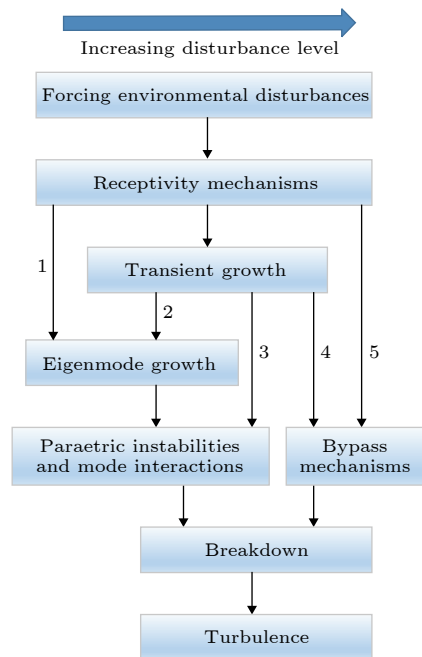


图 19 边界层转换到湍流的 5 种途径

Fig. 19. Five ways for boundary layer transition to turbulence.

以上流动显示结果说明脉冲电弧放电的高频冲击效应可以促进转捩发生,且频率越高,效果越好.分析可知,高频的微秒量级的放电过程,会产生速度较高的前驱冲击波,给边界层施加连续不断的扰动.在持续的冲击作用下,边界层会发生一定的改性.施加高频激励($f = 60$ kHz)后,在放电区域下游边界层出现明显的湍流化现象,说明脉冲放电可以诱导边界层发生转捩.且通过对比发现,高频激励下的扰动,相比于低频激励($f = 5$ kHz)的扰动,湍流化区域更大.同时,在高频激励下,诱发边界层转捩的位置比低频激励更加靠前,高频电弧放电在促使边界层转捩上拥有很大的潜力.高频激励的湍流化区域大,边界层开始转捩的位置靠前.相比于 $f = 5$ kHz时的边界层, $f = 60$ kHz激励频率下的边界层随主流向下游发展的更厚,其湍流涡结构基本可见,边界层厚度已经达到25 mm.所以总体而言,高频的脉冲放电在一定程度上拥有促进边界层转捩的能力.激励频率越高,单位时间的扰动次数越多,边界层越容易失稳.

4 结 论

本文采用电参数测试系统以及高速纹影系统对PADPA的放电特性和激励特性进行了研究,揭示了脉冲电弧等离子体放电的流场演化特性,得到了激励频率对流场特性的影响规律.采用NPLS技术对放电前后平板边界层流场进行显示和测量,获得了等离子体激励频率对转捩控制效果的影响规律,并对脉冲电弧放电促进边界层转捩的流动机制进行分析.验证了PADPA作为超声速边界层转捩控制装置的可行性.主要得到以下结论:

1) 在 $Ma = 3$ 流场中,来流总压 $P_0 = 1$ atm, PADPA放电的峰值电压为6 kV,峰值电流为70 A,放电的时间尺度大约为300 ns,单次的放电能量为70 mJ;可以看到电流相比于电压有一个明显的滞后,电压的变化对应的是击穿起弧的过程,而击穿之后的能量沉积则对应电流的变化.相比于大能量扰动控制方法, PADPA消耗的能量较少.

2) 从流场演化特性来看,单次放电主要在流场中诱导出两种结构特征:前驱冲击波和热沉积区.改变激励频率,并不影响冲击波的传播速度,激励频率越高,流场所得到的冲击次数越多,累积的作用效果越明显.纹影图像初步显示,脉冲放电

的高频冲击效应可以在一定程度上促进转捩发生,且频率越高,效果越好

3) 超声速平板边界层转捩位置随着激励频率的增大位置越靠前,边界层转捩区长度随着激励频率的增加而变短,当施加高频激励如60 kHz时,转捩区长度为0.当施加频率较低时($f = 5, 10$ 和 20 kHz),此时边界层转捩途径为,等离子体激励产生的冲击波触发不稳定波,不稳定波逐渐发展.随着扰动波进一步增长,边界层发展到非线性阶段.最后,层流边界层变为了湍流边界层.当施加频率较高时($f = 40$ 和 60 kHz),此时边界层转捩途径为,等离子体激励产生的冲击波触发不稳定波,不稳定波的发展直接跳过线性增长阶段经过旁路转捩进入湍流.

重点感谢空军工程大学航空工程学院等离子体动力学重点实验室唐孟潇博士在实验中的指导和帮助.感谢空军工程大学航空工程学院等离子体动力学重点实验室魏彪博士、苏志博士、谢理科博士在论文构思、撰写与修改中给予的帮助.

参考文献

- [1] Chen J Q, Tu G H, Zhang Y F, Xu G L, Yuan X X, Chen C 2017 *Acta Aerodyn. Sin.* **35** 311 (in Chinese) [陈坚强, 涂国华, 张毅锋, 徐国亮, 袁先旭, 陈诚 2017 *空气动力学学报* **35** 311]
- [2] Tirtety S C, Chazot O, Walpot L 2011 *Exp. Fluids* **50** 407
- [3] Luo J L, Li C, Xu J 2015 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **36** 39 (in Chinese) [罗金玲, 李超, 徐锦 2015 *航空学报* **36** 39]
- [4] Liu X H, Lai G W, Wu J 2018 *Acta Aerodyn. Sin.* **36** 196 (in Chinese) [刘向宏, 赖光伟, 吴杰 2018 *空气动力学学报* **36** 196]
- [5] Yang W B, Shen Q, Zhu D H, Yu W, Liu Z Y 2018 *Acta Aerodyn. Sin.* **36** 183 (in Chinese) [杨武兵, 沈清, 朱德华, 禹旻, 刘智勇 2018 *空气动力学学报* **36** 183]
- [6] Fu J, Yi S H, Wang X H, Zhang Q H, He L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 014704 (in Chinese) [付佳, 易仕和, 王小虎, 张庆虎, 何霖 2015 *物理学报* **64** 014704]
- [7] Li F, Xie S F, Bi Z X 2014 *Mod. Def. Technol.* **44** 705
- [8] Zhao H Y, Zhou Y, Ni H L, Liu W X 2012 *J. Exp. Fluid Mech.* **26** 1 (in Chinese) [赵慧勇, 周瑜, 倪鸿礼, 刘伟雄 2012 *实验流体力学* **26** 1]
- [9] Dong H, Liu S C, Geng X, Cheng K M 2018 *J. Northwestern Polytech. Univ.* **36** 137 (in Chinese) [董昊, 刘是成, 耿玺, 程克明 2018 *西北工业大学学报* **36** 137]
- [10] Huang Y 2011 *J. Exp. Fluid Mech.* **20** 59 (in Chinese) [黄勇 2011 *实验流体力学* **20** 59]
- [11] Wang J, Li Y H, Chen B Q, Su C B, Song H M, Wu Y 2009 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **30** 1374 (in Chinese) [王健, 李应红, 程邦勤, 苏长兵, 宋慧敏, 吴云 2009 *航空学报* **30** 1374]
- [12] Zong H H, Song H M, Liang H, Jia M, Li Y H 2015 *J. Propuls. Technol.* **36** 1474 (in Chinese) [宗豪华, 宋慧敏, 梁华, 贾敏, 李应红 2015 *推进技术* **36** 1474]
- [13] Zhang D P, Liu A B, Wang J J 2011 *Sci. China-Tech. Sci.* **32**

- 482 (in Chinese) [张攀峰, 刘爱兵, 王晋军 2011 中国科学:技术科学 **32** 482]
- [14] Lu J C, Shi Z W, Du H, Hu L, Li Z, Song T W 2016 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **37** 1166 (in Chinese) [陆纪椿, 史志伟, 杜海, 胡亮, 李铮, 宋天威 2016 航空学报 **37** 1166]
- [15] Grundmann S, Tropea C 2007 *Exp. Fluids* **42** 653
- [16] Grundmann S, Tropea C 2008 *Exp. Fluids* **44** 795
- [17] Duchmann A, Simon B, Magin P, Tropea C, Grundmann S 2013 *AIAA Aerospace Sciences Meeting* Texas, USA, January 7–10, 2013 p10
- [18] Sun Q, Li Y H, Cheng B, Cui W, Liu W D, Xiao Q 2014 *Phys. Lett. A* **378** 2672
- [19] Gan T *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Air Force Engineering University) (in Chinese) [甘甜 2018 博士学位论文 (西安: 空军工程大学)]
- [20] Tang M X 2018 *M. S. Thesis* (Xian: Air Force Engineering University) (in Chinese) [唐孟潇 2018 硕士学位论文 (西安: 空军工程大学)]
- [21] Leonov S, Bityurin V, Savischenko N 2001 *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, NV, USA, January 8–11, 2001 p21
- [22] Gan T, Wu Y, Sun Z Z, Jin D, Song H M, Jia M 2018 *Phys. Fluids* **30** 055107
- [23] Bletzinger P, Ganguly B N, Wie D V 2005 *J. Phys. D. Appl. Phys.* **38** 33
- [24] Webb N, Clifford C, Samimy M 2013 *Exp. Fluids* **54** 1545
- [25] He L 2011 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [何霖 2011 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [26] Zhao Y F, Liu W, Gang D D, Yi S H, Deng X G 2015 *J. Astron.* **36** 739 (in Chinese) [赵云飞, 刘伟, 冈敦殿, 易仕和, 邓小刚 2015 宇航学报 **36** 739]
- [27] Morkovin M V 1968 *Mechanics of Boundary Layer Transition, Part 3: Instability and Transition to Turbulence (outline of concepts)* (Lecture held at Rhode-Saint-Genese, Belgium)

Experimental study on supersonic plate boundary layer transition under pulsed arc plasma excitation control*

Tang Bing-Liang Guo Shan-Guang[†] Song Guo-Zheng Luo Yan-Hao

(*Science and Technology on Plasma Dynamics Laboratory, College of Aeronautical Engineering,*

Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China)

(Received 12 February 2020; revised manuscript received 10 May 2020)

Abstract

Pulsed arc plasma excitation is characterized by strong local heating effect and wide disturbance range, and it has a broad application prospect in supersonic flow control. In this paper, by using electrical parameter measurement system and high speed schlieren technique, we study the electrical and flow field characteristics of pulsed arc plasma excitation under the condition of $Ma = 3$ incoming flow. The nano-particle planar laser scattering (NPLS) is used to investigate the flow structure of the supersonic flat boundary layer, and the transition characteristics of the boundary layer at different plasma excitation frequencies are studied. The experimental results show that in the flow field with $Ma = 3$ and the total incoming pressure $P_0 = 1$ atm ($1 \text{ atm} = 1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$), the peak voltage of the pulsed arc plasma actuator discharge is 6 kV, the peak current is 70 A, the time scale of the discharge is about 300 ns, the single discharge energy is 70 mJ; the pulsed arc discharge will produce the precursor shock wave with higher velocity and the thermal deposition zone with higher temperature, which will exert continuously disturbance on the boundary layer. The pulsed arc plasma excitation with perturbation can promote the transition of supersonic plate boundary layer. Moreover, the high-frequency impact effect of pulsed discharge can promote the transition to occur ahead of time, and the higher the frequency, the better the effect is. As the excitation frequency increases, the transition position of the boundary layer of the supersonic flat plate moves forward, and the length of the transition area of the boundary layer becomes shorter as the excitation frequency increases. When the excitation frequency is 60 kHz, the length of transition zone is 0 and the thickness of turbulent boundary layer is 25 mm. When a high frequency is applied ($f = 40, 60 \text{ kHz}$), the transition path of the boundary layer is that the shock wave generated by the plasma excitation triggers the unstable wave, and the development of unstable waves directly skips the linear growth stage, passes through the bypass and transitions into turbulent flow. The pulsed arc plasma excitation can be used to promote supersonic boundary layer transition.

Keywords: pulsed arc, supersonic, transition, nano-particle planar laser scattering

PACS: 52.40.Hf, 52.35.Ra, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.69.20200216

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51907205), the Basic Natural Science Research Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2018JQ1011), and the National Numerical Wind Tunnel Project, China (Grant No. NNW2018-ZT3B08).

[†] Corresponding author. E-mail: shanguang_guo@163.com