

阵列表面电弧激励控制激波附面层干扰机理

甘 甜^{1,2}, 王 琼¹

- (1. 空军工程大学 装备管理与无人机工程学院, 西安 710051;
2. 西北工业大学 动力与能源学院, 西安 710072)

摘 要: 为了获得阵列表面电弧控制激波/附面层干扰不稳定性机理,开展了高频激励和低频激励的实验研究。综合运用高速纹影、动态压力等先进测试手段和分析方法,揭示阵列表面电弧等离子体激励的热效应和涡效应特性。结合流动显示和壁面动态压力脉动,深度揭示了控制过程。更为关键的,因为高频激励模式下的激励器处于低功耗状态,这样可以提供稳定的控制效果。基于动态压力频谱分析,发现高频激励下低频不稳定性能量的占比降低 12.2%。结合纹影显示,获得高频激励下的涡效应主导机制。

关 键 词: 激波附面层干扰; 等离子体激励器阵列; 热效应; 涡效应; 高频激励
中图分类号: V211.7 **文献标志码:** A

Mechanisms for shock wave boundary layer interaction control using surface arc plasma actuators array

GAN Tian^{1,2}, WANG Qiong¹

- (1. Equipment Management and Unmanned Aerial Vehicle Engineering College,
Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China;
2. School of Power and Energy,
Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: In order to reveal the control mechanism on shock wave/boundary layer unsteadiness, experiments were performed by using surface arc plasma actuators array based on both high-frequency and low frequency actuation. Advanced testing and analytical methods, including high-speed schlieren and dynamic pressure, were applied to reveal the thermal and vortex characteristic. The combined results of flow visualization and fluctuating wall pressure provided a valuable insight into the controlling process. More importantly, because of high-frequency actuation mode operating at a relatively low energy expense, this made it possible to achieve a stable control effect. Based on the reported results of the statistical analysis dynamic pressure, the percentage of the energy for low-frequency unsteadiness detected by spectra of pressure reduced by 12.2% at high-frequency forcing. Combined with schlieren display, a mechanism of shock wave boundary layer interaction control dominated by vortex effect can now be summarized.

Key words: shock wave boundary layer interaction; plasma actuation array;
thermal effect; vortex effect; high-frequency actuation

收稿日期: 2021-06-06

基金项目: 国家自然科学基金(11902360); 中国博士后科学基金(2021M702676)

作者简介: 甘甜(1988—),男,讲师,博士,主要从事超声速流动控制研究,超声速无人飞行器设计研究。

引用格式: 甘甜,王琼. 阵列表面电弧激励控制激波附面层干扰机理[J]. 航空动力学报, 2022, 37(8): 1683-1691. GAN Tian, WANG Qiong. Mechanisms for shock wave boundary layer interaction control using surface arc plasma actuators array[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(8): 1683-1691.

在过去的几十年,等离子体激励器因为具备结构简单、可变频率和强扰动效应等优势,迎来了高速发展期,并且在流动控制领域获得了越来越多的关注。相比于传统的被动控制方式(例如涡流发生器^[1]),等离子体激励器可以更好地适应外部环境的变化,并且可提供多种控制策略,例如,加热效应、射流注入、冲击效应、频率耦合以及化学效应^[2-3]。这些控制策略分别依托不同的激励器形式。目前最为常见的激励器包括介质阻挡放电^[4]、等离子体合成射流^[5]、表面电弧^[6]、射频放电^[7]等等。正是基于等离子体激励器的多样性,进一步拓宽了应用领域,比如激波控制^[8]、附面层转捩^[9]、流动不稳定性控制^[10]等等。

激波附面层干扰(shock wave boundary layer interaction, SWBLI)流动可以说是超声速流动中最为常见的一种现象^[11]。常常出现在超声速飞行器鼓包式进气道、机体转角、燃烧室隔离段等部位。激波会在局部产生较强的逆压梯度,这种强逆压梯度会使附面层变得极其不稳定^[12],严重时甚至产生分离^[13]。进而导致摩擦阻力上升、热传导加剧以及局部压力载荷。这些后果都会降低机体的使用寿命。大量的研究已经表明这样的流动不稳定性主要来源于干扰区域的低频振荡^[14],因此这种不稳定性也称为低频不稳定性^[15]。国际上对于这种流动的控制研究层出不穷,应用较早的被动控制虽然技术成熟度高,但是缺点也很明显。所以近年来的研究主要侧重于主动控制技术。

表面电弧等离子体激励就是一种基于等离子体激励的主动流动控制技术,从工作原理上它主要分为两类:一是稳态直流电弧激励,这种激励方式在控制激波强度上已经得到了证实^[16],相应的控制机理为热效应机理,局部的温升可以达到3000K左右^[17],可以通过在局部形成虚拟气动形面,进而削弱激波强度^[18]。另一种是脉冲式电弧激励,这种激励模式可以大幅度提高激励器工作性能^[19],在激励过程中会产生瞬态的局部热扰动结构^[20],实验结果表明热效应机理仍然是最主要的控制机理。但是最近的一些实验结果却很难完全用热效应解释^[21],因为在放电过程中为激励器提供的能量很低,并且没有发现明显的热扰动结构,却取得了意想不到的控制效果。PIV的实验结果^[22]也观察到热扰动结构会逐步演化成一连串的尾迹涡,而这些尾迹涡结构可以增强附面层内

部的动量交换,是区别于热效应之外的另一种作用机制。

主动控制技术需要能量输入,如何降低功耗,提高激励器的使用效能一直是困扰科研人员的一个大问题^[23],随着单电源驱动多路放电技术的发展^[24],为等离子体激励器在超声速领域的应用奠定了根基。Gan等^[25]率先采用阵列式表面电弧等离子体激励器(surface arc plasma actuators, SAPAs)控制激波/附面层干扰流动,实验一共使用了16组激励器,证明了阵列式表面电弧激励在超声速流动领域的强大控制力。但需要进一步挖掘阵列式激励在高频、低功耗条件下对激波附面层干扰流动的控制机理。

1 理论分析

1.1 热效应机理理论分析

当激波上游出现较强的热扰动时,如果忽略气体黏性和热传导效应,可以用简单的欧拉方程来分析扰动对激波的作用过程。为了方便分析,将整个流场分为3个区域,激励上游为区域1,激励与激波之间为区域2,激波后为区域3,如图1所示。 α 和 β 分别压缩拐角角度和激波角度。

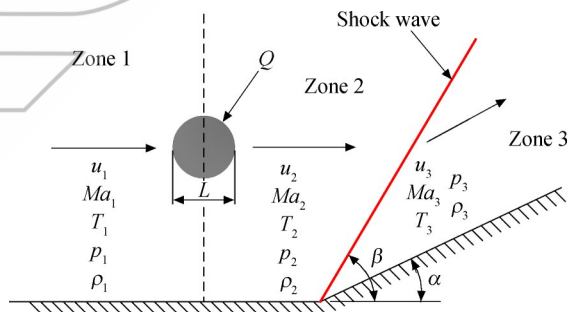


图1 流动问题简化示意图

Fig.1 Illustration of the flow problem

于是一位定常流动中在激波上游出现能量沉积时,其能量方程可以简单地表示为

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 u_1 + \frac{1}{2} \rho_1 u_1^3 + \rho_1 Q L = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 u_2 + \frac{1}{2} \rho_2 u_2^3 \quad (1)$$

式中 p_1 和 p_2 分别为区域1和区域2的压力, ρ_1 和 ρ_2 分别为区域1和区域2的密度, u_1 和 u_2 分别为区域1和区域2的速度, Q 为放电产生的沉积能量, L 为能量沉积区域尺寸, γ 为比热比($\gamma=1.4$)。

如果不考虑激波带来的损失,能量方程还可

以进一步地表示为

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} p_1 u_1 + \frac{1}{2} \rho_1 u_1^3 + \rho_1 Q L = \frac{\gamma}{\gamma-1} p_3 u_3 + \frac{1}{2} \rho_3 u_3^3 \quad (2)$$

式中 p_3 、 ρ_3 和 u_3 分别为区域3的压力,密度和速度。

为了进一步简化能量方程,用一个无量纲的参数 σ 来表示能量沉积的强度^[26]。

$$\sigma = LQ / (RT_1 \sqrt{\gamma RT_1}) \quad (3)$$

T_1 为区域1的温度, R 为气体常数,进一步简化能量方程就可以得到只含有密度的关系式

$$C = \sqrt{(\gamma + \gamma^2 Ma_1^2)^2 - 2\left(\gamma/(\gamma-1) + \gamma Ma_1^2/2 + \sigma/Ma_1\right)(\gamma^2 - 1)\gamma Ma_1^2} \quad (8)$$

为了使压强和马赫数有意义, C 也必须是一个有意义的参数,但是发现当施加的沉积能量超过一定值后,参数 C 就会没有意义。其中的含义就是施加激励可以释放无限的能量,当沉积能量增大到一定程度后,就会形成较强的阻滞效应,导致波前马赫数 Ma_2 迅速降低,密度增加。此时波后气流参数没有发生变化的情况下,激波强度就会减弱,一旦施加的沉积能量超过某个极限值后,激波甚至会出现短暂的消失。当然在施加激励的同时,波后气流参数也并非一成不变,激波后的气流参数可以根据 Rankine-Hugoniot^[11] 关系式进行计算,这里就不再赘述,结果就是波后的参数与波前的参数随能量沉积增加的趋势正好相反,能量沉积越大,波后马赫数反而增加,密度降低。当 Ma_3 和 Ma_2 相等时,激波就会出现消失,此时对应的沉积能量就是一个极限值,超过这个极限值就会改变流场的结构。

综上所述,热效应机理就是通过改变激波前后的气流参数,使得激波减弱,一旦能量达到一定程度后,激波会出现短暂的消失。这也是通过等离子体在局部产生热气泡控制激波的主要机理。

图2给出了施加激励后的作用示意图,作用过程大致可以分为三个阶段:初始阶段,激励会诱导产生局部高温,进而形成热气泡和冲击波,冲击波具有一定的传播速度,可以快速地向周围扩散,热气泡会随着气流一起向下游传播。作用阶段,当热气泡接近激波时,局部的气流参数就会发生变化,激波也开始变得微弱,甚至出现局部间断。

$$\frac{(1 + \gamma Ma_1^2) \gamma \rho_1}{(\gamma - 1) \rho_2} - \frac{(\gamma + 1) \gamma Ma_1 \rho_1^2}{2(\gamma - 1) \rho_2^2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} - \frac{\gamma Ma_1^2}{2} = \frac{\sigma}{Ma_1} \quad (4)$$

式中 Ma_1 为区域1的马赫数,上式求解可得

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\gamma + \gamma^2 Ma_1^2 + C}{(\gamma^2 + \gamma) Ma_1^2} \quad (5)$$

同理可以计算出压强和马赫数的关系式

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\gamma Ma_1^2 + 1 - C}{\gamma + 1} \quad (6)$$

$$\frac{Ma_2^2}{Ma_1^2} = \frac{\rho_1 p_1}{\rho_2 p_2} = \frac{\gamma + \gamma^2 Ma_1^2 + C}{\gamma Ma_1^2 (\gamma Ma_1^2 + 1 - C)} \quad (7)$$

其中 Ma_2 为区域2的马赫数, C 是一个包含能量的参数,它的表达式为

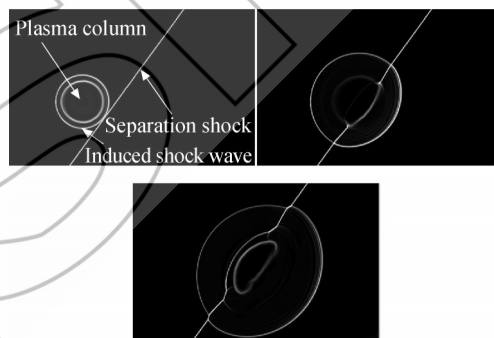


图2 激励与激波相互作用示意图

Fig.2 Schematic of the interaction between plasma actuation and shock wave

恢复阶段,热气泡继续向下游传播,激波逐渐恢复到初始状态。

1.2 涡效应机理理论分析

涡效应机理则不同于热效应,它是在高频激励的条件下产生更多的微弱热扰动结构,其空间尺度甚至达不到附面层内部一些大涡结构的量级,这种尺度的热气泡释放的能量也不足以直接改变激波前后的气流参数,相应的控制机理也无法用热效应机理来解释。但这些微弱的热气泡却可以打破附面层的原有结构,增强附面层内部涡结构的耦合。同时这些微弱的热扰动还会不断衍生出更加细小的涡结构^[27],如图3所示。

这些周期性的流向涡加速上游附面层内部的动量交换,使附面层变得更加饱满,增强了抵抗激波产生的逆压梯度的能力。激波也随着附面层状态的变化而减弱,出现微弱压缩波效应,如图4所

示。附面层的这种变化还会影响干扰区剪切层的发展,抑制低频、大尺度涡结构的生成,进一步提高流动稳定性。其本质是微观层面的效应。

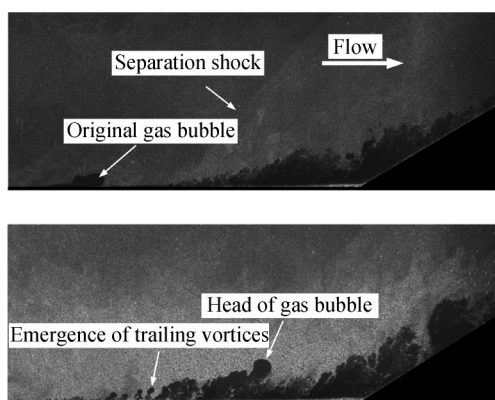


图3 热气泡演化出的尾迹涡

Fig.3 Trailing vortices after the thermal gas bubble

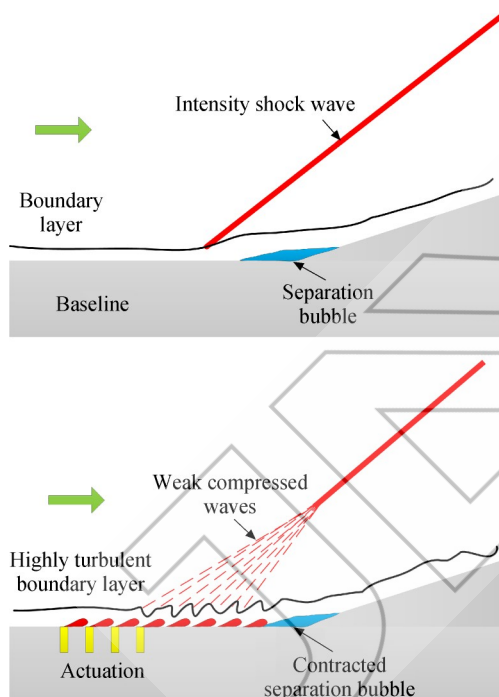


图4 涡对激波附面层作用的原理图

Fig.4 Schematic diagram for the effect of vortices on shock wave boundary layer interaction

2 实验研究

2.1 实验条件

实验暂冲式超声速风洞中进行,风洞结构如图5所示。风洞设计马赫数为2.0,稳定工作时间1.2 s。风洞的运行主要通过真空舱和外部大气压差来驱动,外部环境为一个大气压(96.7 kPa、296 K),真空舱内部压力最低可以通过泵组抽吸至10 Pa左右。喷管为轴对称结构,直径300 mm。实验舱同样为轴对称,直径1.8 m,两侧安装有直径250 mm观察窗。为了减少气流的湍流效应,喷管前方安装有钢丝滤网。整个风洞的启动由厚度为0.5 mm的片基薄膜控制,薄膜中心位置安装有电热丝,通过对电热丝加热来完成破膜,实现风洞的启动。

实验模型由平板和压缩斜面组成,如图6所示,斜坡角度为 26° 。为了防止放电产生的高温烧蚀,均采用玻璃材质。激励器安装于压缩斜面上游,采用高熔点的钨电极,一共包含16组,沿展向和流向各布置4组。电极间距为10 mm,圆柱形结构,嵌入到平板玻璃中,构成阵列式激励器。采用高压脉冲电源和直流电源组合式电路为激励器提供能量,在直流电源两端并联电容增加激励能量^[28],为了同时击穿所有的激励器,激励器之间采用多路放电技术^[29]。

测试设备包括动态压力测试系统、纹影仪以及电压-电流测试系统。采样频率为50 kHz,测试范围为0~100 000 Pa。传感器芯片感应范围为 6 mm^2 ,电信号通过放大器放大后由16通道的采集卡负责收集。测压点布置在平板流向中心线上,位于压缩拐点上游6 mm处,该位置为激波附面层干扰流动区域内部。动态压力传感器提前进行了标定,标定后的平均压力和方均根压力统计误差均小于0.1%^[30]。纹影系统采用高速相机进行观察,最小曝光时间 $1\text{ }\mu\text{s}$,相机最大采样频率可达

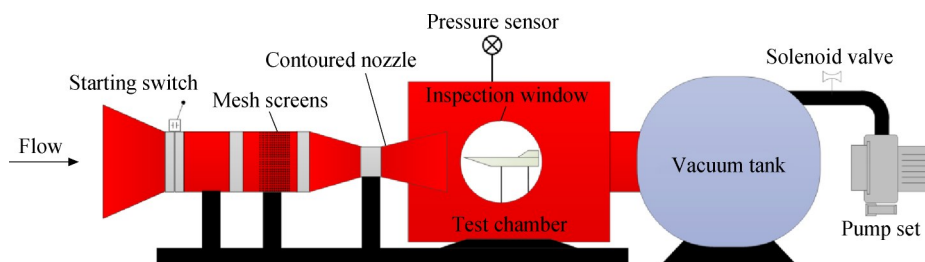


图5 风洞示意图

Fig.5 Schematic of the wind tunnel

700 000,最大分辨率为1 280像素×800像素。照明系统为500 W的氙光源,相机镜头焦距为400 mm。电压电流测量采用Tektronix公司生产的型号为DPO4104数字示波器、型号为P6015A高压探针和型号为TCP312电流探针。

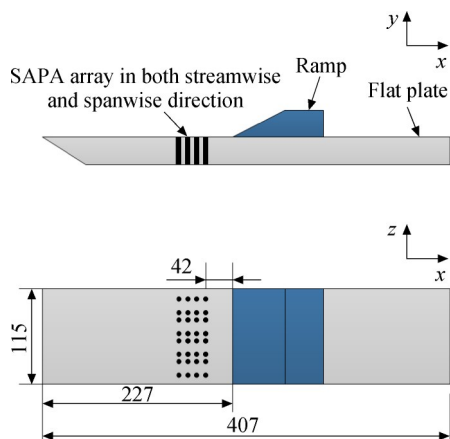
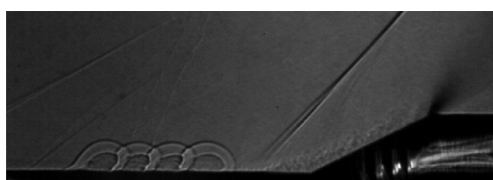


图6 实验模型(单位:mm)

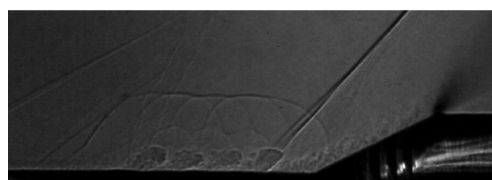
Fig.6 Schematic of the experimental model (unit:mm)

2.2 实验结果

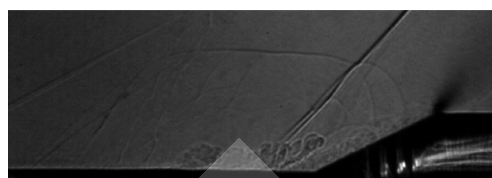
图7为激励频率1 kHz时的单次脉冲阵列式表面电弧激励器控制激波附面层干扰的纹影图像, t 为时间, $t=0\ \mu\text{s}$ 为放电起始时刻。从图7中可以看到16组电极同时放电产生较大尺度的热气泡结构(因为空间观察位置的关系,只能看到4组气泡),沿着气流方向吹向下游干扰区,大约 $t=40\ \mu\text{s}$ 时,热气泡抵达激波位置, $t=120\ \mu\text{s}$ 时可以明显观察到明显的消波现象,这种现象一直持续到 $t=240\ \mu\text{s}$ 。由此可以说明,文中第1.1节中关于热效应的理论分析中用于描述阵列式表面电弧等离子体激励控制机理是符合真实情况的,热效应机理在大能量激励条件下的确占据主导地位。同时由于激励频率较低,所以单次激励产生的沉积能量较大,放电曲线如图8所示,电流持续时间将近 $40\ \mu\text{s}$,通过积分可得单次脉冲释放的能量维持在1.2 J左右,从而反映了激励具备很强的热效应。



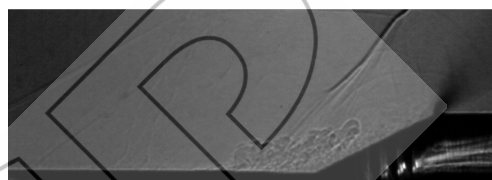
(a) $t=0\ \mu\text{s}$



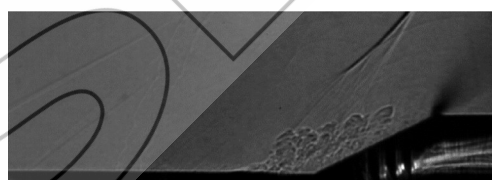
(b) $t=40\ \mu\text{s}$



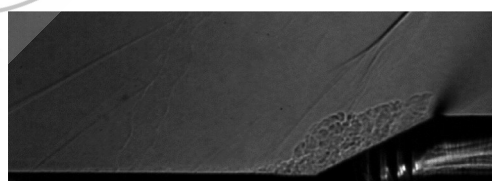
(c) $t=80\ \mu\text{s}$



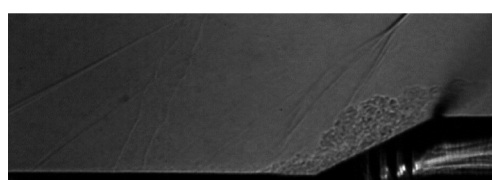
(d) $t=120\ \mu\text{s}$



(e) $t=160\ \mu\text{s}$



(f) $t=200\ \mu\text{s}$



(g) $t=240\ \mu\text{s}$

图7 阵列式激励控制激波附面层干扰纹影图像
Fig.7 Schlieren visualization of the SWBLI control by SAPAs

为了更加直观地凸显流场结构的变化,可以对纹影强度的数字矩阵进行如下计算,获得更大的梯度

$$I_{xy} = \sqrt{\left(\frac{\partial I}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial y}\right)^2} \quad (9)$$

I 代表原始纹影的强度场。通过计算后得出

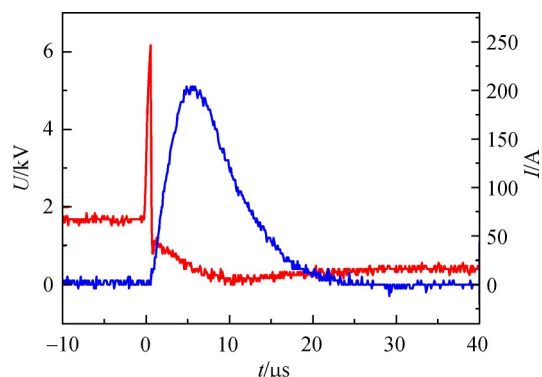


图8 低频激励条件下单次脉冲的电压-电流曲线
Fig.8 voltage and current trajectory for a single pulse at low-frequency mode

新的数值纹影,坐标原点设置在压缩斜面拐点处。如图9所示, t 为时间。从图中可以清晰地看到激波结构和热扰动气泡,更加凸显了激励与流动的相互作用。当激励通过激波腿时,激波驻点的起始位置上移了1.5个特征长度单位 $L^{[25]}$ (L 为马赫数为2.0,26°压缩拐角条件下,激波驻点到压

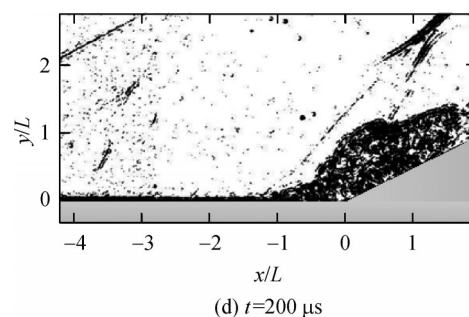
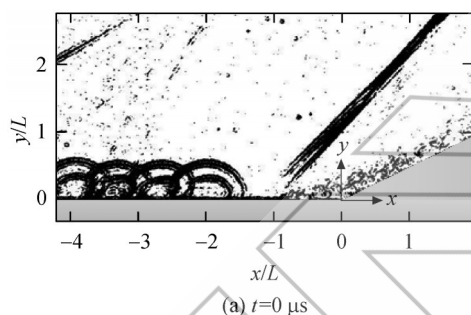


图9 处理后的纹影强度梯度

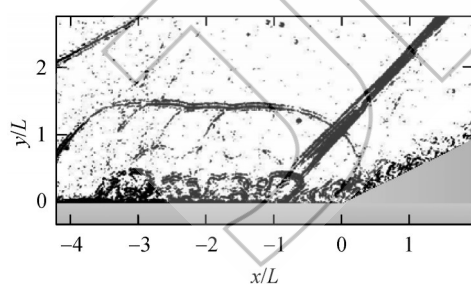
Fig.9 gradient of the schlieren intensity after processed

缩拐点的距离 $L \approx 19.1$ mm),而且激波形状也出现了明显的弯曲,以热效应机理为前提的理论推导结果与实验结果相符,进一步验证了热效应机理的主导作用。

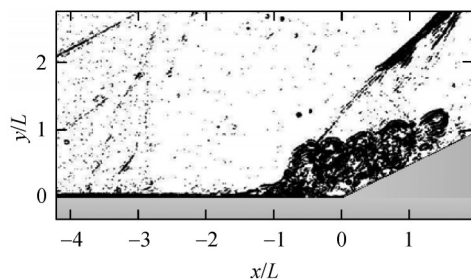
图10为激励频率10 kHz时的脉冲阵列式表面电弧激励器控制激波附面层干扰的纹影图像。坐标标尺仍然选用特征长度单位 $L^{[25]}$ 。其中,图10(a)为瞬态纹影,左侧为基准状态,右侧为激励状态,因为施加能量较低,所以纹影图像中并未观察到明显的热气泡,但是激波结构却出现了明显的变化,基准状态下激波拓扑结构为单一实线,施加激励后则出现了更多的微弱压缩波,拓扑结构为波阵面,同时施加激励后,附面层得到明显的增强。图10(b)为3 000张连续纹影的平均强度场,说明高频激励可以产生更加稳定的控制效果,进一步提高了应用前景。图11给出了单次脉冲的放电曲线,横坐标为时间 t ,左侧纵坐标为电压 U ,



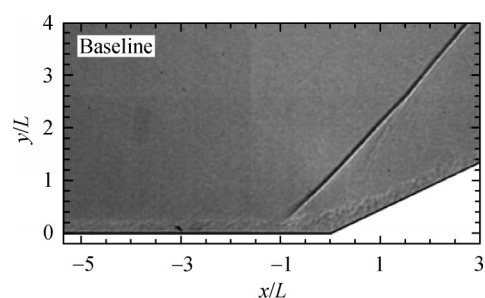
(a) $t=0 \mu s$



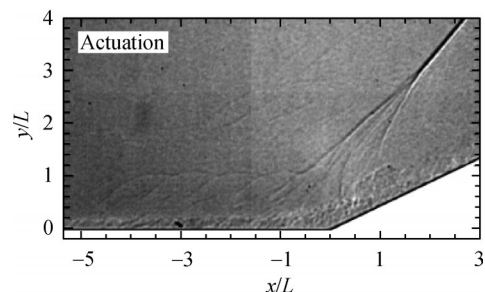
(b) $t=40 \mu s$



(c) $t=160 \mu s$



(a) 瞬态纹影



(b) 瞬态纹影

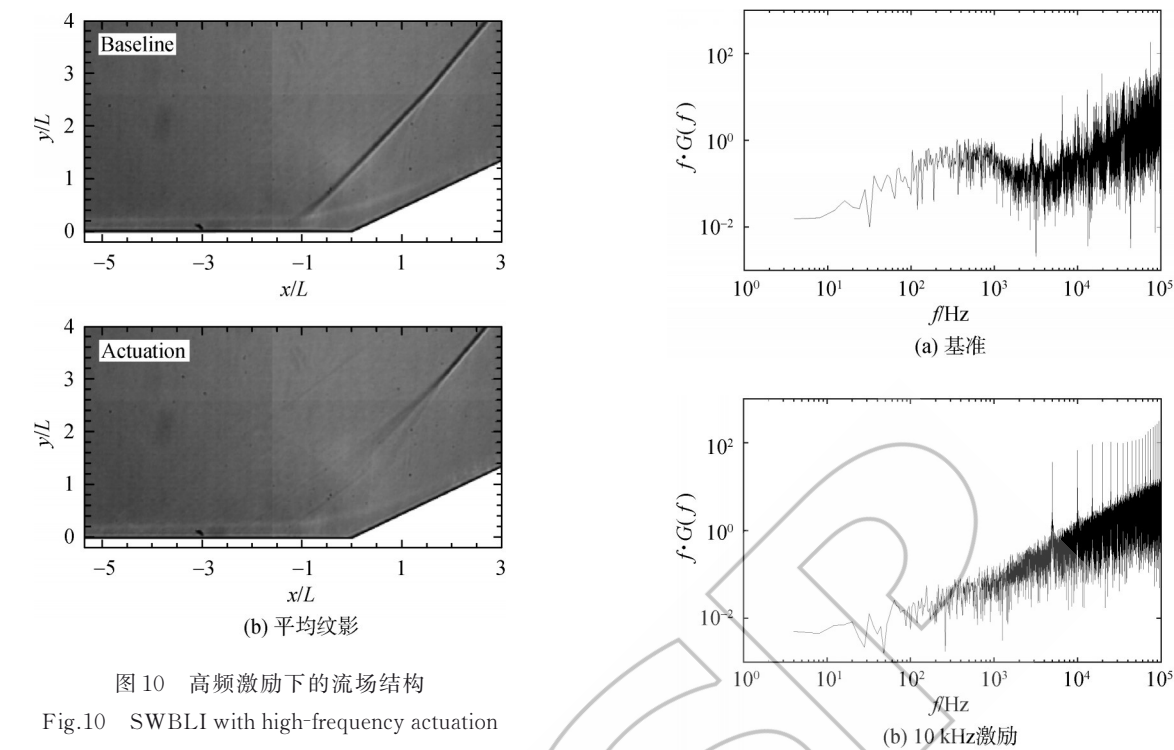


图 10 高频激励下的流场结构
Fig.10 SWBLI with high-frequency actuation

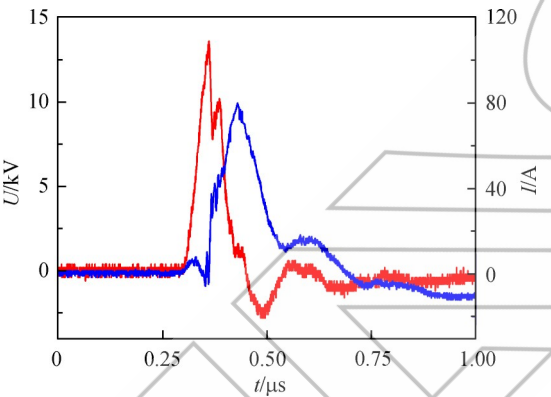


图 11 高频激励下单次脉冲的电压电流曲线
Fig.11 Voltage and current trajectory for a single pulse at high-frequency actuation

右侧纵坐标为电流 I 。可以看出,尽管电压有所升高,但电流大幅度降低,持续时间不足 $1\ \mu\text{s}$ 。通过积分得出单次释放的能量不足 $40\ \text{mJ}$ 。虽然热效应仍然存在,但如此微弱的热效应并不能改变激波前后的气流参数,所以高频激励下的控制机理并不能完全用热效应来解释。

为了验证涡效应控制机理,通过分析动态压力谱的频率分布来检验干扰区内部结构的变化,图 12 给出基准状态和 $10\ \text{kHz}$ 激励条件下测压点的动态压力谱,压力谱的纵坐标为频率 f 和功率谱密度 $G(f)$ 的乘积,功率谱密度为压力脉动的傅里叶变化。横坐标为 $\lg(f)$ 。可以看出施加激励后, $100\ \text{Hz}$ 到 $1\ \text{kHz}$ 的低频能量发生了转移。

图 12 瞬态压力谱
Fig.12 Spectra of instantaneous pressure
通过 Parseval 定理^[31]可以计算该频带范围的能量,具体公式为

$$I = \int_{f_1}^{f_2} |G(f)|^2 df \quad (10)$$

其中 I_{band} 为指定频率范围的能量,低频能量的频率范围为 $f_1=100\ \text{Hz}$, $f_2=1\ \text{kHz}$ 。 I_{total} 为 $1\sim 50\ 000\ \text{Hz}$ 的能量, $I_{\text{band}}/I_{\text{total}}$ 表示低频能量占比。通过分别得出基准状态和激励状态的频带能量占比,发现激励可以使 $100\sim 1\ 000\ \text{Hz}$ 的低频能量占比降低 12.2% ,如图 13 所示。

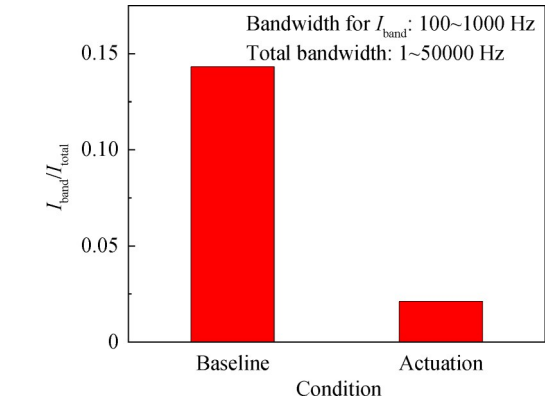


图 13 $100\sim 1\ 000\ \text{kHz}$ 的功率谱能量占比
Fig.13 Proportion of the spectrum energy from 100 to 1 000 Hz

以上结论说明在干扰区一些低频运动、尺度较大的涡结构发生了涡破碎,激波附面层干扰带来的低频不稳定性在施加激励后得到了很好的改善,同时证明了在高频激励下涡效应的控制机理占据了主导地位。

3 结 论

本文针对阵列式表面电弧等离子体激励器控制激波附面层干扰的机理问题进行了研究,分别对热效应机理和涡效应机理进行了分析,理论推导了热效应机理的控制方程,对于热效应机理,因为激波前后的气流参数会出现显著的瞬态变化,属于宏观层面的控制机理。对于涡效应机理,激励首先改变的是附面层的结构,属于微观层面的控制机理。

实验分别通过施加低频、大能量和高频、小能量的激励来分别验证热效应和涡效应的控制机理。低频大能量激励的控制机理以热效应为主,可以极大程度地减弱激波强度,具有一定的消波作用。高频小能量激励的控制机理以涡效应为主,也可以减弱激波强度,同时具备稳定的控制效果,可以大大改善激波附面层干扰带来的低频不稳定性。

参考文献:

- [1] BARTER J W, DOLLING D S. Reduction of fluctuating pressure loads in shock/boundary layer interactions using vortex generators: Part 1[J]. AIAA Journal, 2014, 33(10): 1842-1849.
- [2] LI Yinghong, WU Yun. Research progress and outlook of flow control and combustion control using plasma actuation[J]. Scientia Sinica Technologica, 2020, 50(10): 1252-1273.
- [3] ZHU Yifei, WU Yun, JIA Min, et al. Influence of positive slopes on ultrafast heating in an atmospheric nanosecond-pulsed plasma synthetic jet[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2015, 24(1): 15007-15019.
- [4] IM S, DO H, CAPPELLI M A. Dielectric barrier discharge control of a turbulent boundary layer in a supersonic flow[J]. Applied Physics Letters, 2010, 97(4): 1-3.
- [5] ZONG Haohua, KOTSONIS M. Formation, evolution and scaling of plasma synthetic jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2018, 837: 147-181.
- [6] SAMIMY M, KIM J H, KASTNER J, et al. Active control of high-speed and high-Reynolds-number jets using plasma actuators[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 578: 305-330.
- [7] KIM J H, NISHIHARA M, ADAMOVICH I V, et al. Development of localized arc filament RF plasma actuators for high-speed and high Reynolds number flow control[J]. Experiments in Fluids, 2010, 49(2): 497-511.
- [8] NISHIHARA M, TAKASHIMA K, RICH J W, et al. Mach 5 bow shock control by a nanosecond pulse surface dielectric barrier discharge[J]. Physics of Fluids, 2011, 23(6): 101-105.
- [9] DUCHMANN A, SIMON B, TROPEA C, et al. Dielectric barrier discharge plasma actuators for in-flight transition delay[J]. AIAA Journal, 2014, 52(2): 358-367.
- [10] NARAYANASWAMY V, RAJA L L, CLEMENS N T. Control of unsteadiness of a shock wave/turbulent boundary layer interaction by using a pulsed-plasma-jet actuator[J]. Physics of Fluids, 2012, 24(7): 076101-076122.
- [11] BABINSKY H. Shock wave boundary layer interactions[M]. New York: Cambridge University Press, 2011: 5-6.
- [12] YU W, YI SHIHE, HE L, et al. Experimental studies on flow visualization and velocity field of compression ramp with different incoming boundary layers[J]. Chinese Physics B, 2014, 23(11): 384-395.
- [13] YU W, YI SHIHE, ZHI C, et al. Experimental investigation on structures of supersonic laminar/turbulent flow over a compression ramp[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(18): 116-121.
- [14] DOLLING D S, MURPHY M T. Unsteadiness of the separation shock wave structure in a supersonic compression ramp flow field[J]. AIAA Journal, 1983, 21(12): 1682-1634.
- [15] STEPHAN P, MARTIN M P. Low-frequency unsteadiness in shock wave-boundary layer interaction[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 699: 1-49.
- [16] SUN Q, LI Y, CHENG B, et al. The characteristics of surface arc plasma and its control effect on supersonic flow[J]. Physics Letters A, 2014, 378(36): 2672-2682.
- [17] LEONOV S B, YARANTSEV D. Near-surface electrical discharge in supersonic airflow: properties and flow control[J]. Journal of Propulsion & Power, 2012, 24(6): 1168-1181.
- [18] WANG J, LI Y H, CHENG B Q, et al. The mechanism investigation on shock wave controlled by plasma aerodynamic actuation[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(8): 5513-5519.
- [19] YAN H, LIU F, XU J, et al. Study of oblique shock wave control by surface arc discharge plasma[J]. AIAA Journal, 2017, 56(8): 1-10.
- [20] GAN T, JIN D, GUO S, et al. Influence of ambient pressure on the performance of an arc discharge plasma actuator[J]. Contributions to Plasma Physics, 2018, 58(4): 260-268.
- [21] TANG Mengxiao, WU Yun, GUO Shangguang, et al. Effect of the streamwise pulsed arc discharge array on shock wave/boundary layer interaction control[J]. Physics of fluids, 2020, 32(7): 076101-076114.
- [22] TANG M X, YUN W, WANG H Y, et al. Characterization of transverse plasma jet and its effects on ramp induced separation[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2018, 99: 584-594.
- [23] 吴云, 李应红. 等离子体流动控制研究进展与展望[J]. 航空学报, 2015, 36(2): 381-405.

WU Yun, LI Yinghong. Progress and outlook of plasma flow

- control[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2015, 36(2): 381-405. (in Chinese)
- [24] ZHANG Zhibo, WU Yun, JIA Min, et al. The multichannel discharge plasma synthetic jet actuator[J]. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2017, 253:112-117.
- [25] GAN T, WU Y, SUN Z Z, et al. Shock wave boundary layer interaction controlled by surface arc plasma actuators[J]. *Physics of fluids*, 2018, 30(5):055107-055121.
- [26] CAI C P. Energy deposition/absorption effects on a planar shock wave[J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2007, 21(1):252-254.
- [27] TANG M X, WU Y, ZONG H H, et al. Experimental investigation of supersonic boundary-layer tripping with a spanwise pulsed spark discharge array[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2022, 931(16):1-11.
- [28] ZONG H, KOTSONIS M. Realisation of plasma synthetic jet array with a novel sequential discharge[J]. *Sensors and Actuators A*, 2017, 266:314-317.
- [29] ZHANG Z, WU Y, SUN Z, et al. Experimental research on multichannel discharge circuit and multi-electrode plasma synthetic jet actuator[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, 50(16):165205-165215.
- [30] 甘甜. 脉冲电弧放电等离子体激励器控制激波/附面层干扰不稳定性实验研究[D]. 西安:空军工程大学, 2018.
- GAN Tian. Experimental investigation of shock wave/boundary layer interaction unsteadiness control by using pulsed arc discharge plasma actuator[D]. Xi'an: Air Force Engineering University, 2018. (in Chinese)
- [31] KELKAR S S, GRIGSBY L L, LANGSNER J. An extension of Parseval's Theorem and its use in calculating transient energy in the frequency domain[J]. *Industrial Electronics IEEE Transactions on*, 1983, IE-30(1):42-45.

(编辑:张 雪)