

激波/边界层干扰对等离子体合成射流的响应特性

王宏宇 李军 金迪 代辉 甘甜 吴云

Response of the shock wave/boundary layer interaction to the plasma synthetic jet

Wang Hong-Yu Li Jun Jin Di Dai Hui Gan Tian Wu Yun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 084705 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.084705

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084705>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

激光辐照固体靶产生等离子体反冲研究

Plasma recoil induced by laser radiated solid target

物理学报.2016, 65(8): 085201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.085201>

纳秒激光在铜靶材中诱导冲击波的实验研究

Experimental study of shock waves induced by a nanosecond pulsed laser in copper target

物理学报.2015, 64(4): 045204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.045204>

基于速度干涉仪的冲击波精密调速实验技术研究

Shock timing experiment based on imaging velocity interferometer system for any reflector

物理学报.2012, 61(13): 135201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.135201>

X射线烧蚀泡沫-固体靶增压机理研究

Pressure increase in foam-solid target from X-ray driven shock waves

物理学报.2012, 61(4): 045203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.045203>

"三明治"靶型在间接驱动冲击波实验中的应用

Shock experiment with sandwiched target in laser indirect-drive experiment

物理学报.2011, 60(11): 115203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.115203>

激波/边界层干扰对等离子体合成射流的响应特性*

王宏宇 李军† 金迪 代辉 甘甜 吴云

(空军工程大学航空航天工程学院, 西安 710038)

(2016年10月28日收到; 2017年1月26日收到修改稿)

利用高速纹影系统和数值模拟方法研究了激波/边界层干扰对逆流喷射的等离子体合成射流的响应特性, 并揭示了流动控制机理. 实验在来流马赫数 $Ma = 3.1$ 的风洞中进行, 测试模型采用钝头体和压缩斜坡的组合模型, 等离子体合成射流激励器安装在钝头体头部. 纹影系统捕捉了放电频率为 $f = 1$ kHz 和 $f = 3$ kHz 的激励对附体激波形态和分离激波运动的控制效果. 等离子体合成射流使压缩斜坡激波/边界层干扰区域的起始点向下游移动, 分离泡尺寸减小, 附体激波强度减弱, 发生弯曲, 再附点移向上游, 与此同时分离激波向附体激波逼近. 与 $f = 3$ kHz 激励相比, $f = 1$ kHz 激励的射流流量更大, 对激波/边界层干扰的影响范围更广、控制效果更好. 通过数值模拟, 揭示了射流与来流相互作用对下游流场的作用机理: 射流与来流相互作用诱导出大尺度旋涡, 大尺度旋涡耗散发展增强了近壁面流场的湍流度; 压缩斜坡上游近壁面的流场性质发生变化, 进而导致了压缩斜坡激波/边界层干扰区域流动的变化.

关键词: 激波/边界层干扰, 等离子体合成射流, 高速纹影, 流动控制

PACS: 47.85.L-, 52.35.Tc, 47.11.-j, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.66.084705

1 引言

激波/边界层干扰是高速飞行器与动力装置气动设计面临的重要问题. 其流动现象和作用机理复杂, 会带来强烈的激波阻力、摩擦阻力和表面过热, 其引起的边界层分离还会使分离激波发生大尺度非定常运动, 导致较大的气动载荷. 通过流动控制手段, 减小激波阻力, 抑制激波/边界层干扰导致的边界层分离, 是改善飞行器气动特性与推进效率的重要途径^[1,2].

目前对激波/边界层干扰的控制手段可以分为机械式、气动式和等离子激励式. 机械式控制方法包括在表面开设空腔、鼓包、涡流发生器^[3-5]等; 气动式控制方法包括喷射、吹除和抽吸^[6-8]等. 与前两者相比, 等离子体气动激励具有响应快、频率宽、强度大等优势, 在超声速流动控制领域具有广

泛的应用前景^[9]. 目前对等离子体控制超声速流动的研究主要包括如下几个方面: 1) 利用直流电弧等离子体的热堆积效应产生虚拟型面改变激波角或减弱激波强度^[10,11]; 2) 通过增加磁场(MHD)或电场(EHD)使等离子体增速, 吹除低能流体, 改变边界层性态, 提高边界层抗逆压梯度的能力以减小分离或摩擦阻力^[12,13]; 3) 在干扰区附近施加高频扰动, 如局部表面电弧丝状放电或等离子体合成射流对流场的间歇性干扰, 通过热效应或其他耦合机理改变分离激波的非定常特性, 抑制分离激波的低频高幅振荡; 在高超声速领域对层流边界层施加高频激励, 以强制转捩的方式使层流边界层失稳来抑制大尺度分离, 避免高超声速进气道不起动的问题^[14-18].

等离子体合成射流激励器是一种快速响应的自吸式激励器, 具有结构简单的优点. 其工作介质来自于周围的空气而不需要添加额外的供气系

* 国家自然科学基金(批准号: 51522606, 51507187, 51276197, 51407197, 11472306)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: kltbwhy@126.com

统, 对于减轻飞行器重量具有重要意义. 因而, 该激励器在超声速流动控制领域具有潜在的应用前景. 目前对等离子体合成射流的研究主要集中在对其单个周期特性和性能的优化上^[19–22], 对射流作用于超声速流动的机理研究还很少. 国外方面, Narayanaswamy 等^[17,18]的研究主要关注于该激励器的频率特性, 让激励器的频率与斜坡诱导的分离激波的频率产生一种耦合的效果, 以抑制分离激波大尺度运动的振幅, 研究结果表明等离子体射流的热效应可以使激波发生前移, 提高激励频率就能达到控制目的. Greene 等^[23]采用油流显示技术发现, 等离子体射流产生的流向涡结构可以将激波诱导的分离线推向下流, 减小分离区的尺寸; 通过粒子成像测速 (PIV) 技术测量到边界层受到射流的影响而变得饱满. Yang 等^[24]通过大涡模拟的方法辨识出等离子体合成射流在超声速流场中诱导的流向涡结构, 其对分离泡的作用机理类似于微型涡流发生器. Emerick 等^[25]的研究发现等离子体合成射流无论在单脉冲周期或多脉冲周期工作时都具有改变激波角度的能力. 国内方面, 国防科技大学王林^[26]发展了两电极和三电极高能等离子体合成射流激励器, 研究了射流在超声速流动中的衍化过程及其对激波的影响, 发现射流的热冲击效应可以明显地削弱激波, 改变干扰形态.

作为一种新型超声速流动控制方式, 射流本身的热效应会使分离激波发生前移或削弱激波强度, 但是对于射流与超声速流动的耦合的物理机理研究还非常少, 射流对如何改变超声速流动性态的物理过程还不是很清楚. 为进一步研究等离子体合成射流对超声速流场的操控能力以及加深对射流如何改变激波/边界层干扰的物理过程的认识, 本文提出了一种逆流喷射的激励方式, 通过时间分辨的纹影系统研究激波/边界层干扰对这种激励方式的响应特性. 通过数值仿真的方法研究了射流逆流喷射对下游流场的影响以揭示对激波/边界层干扰控制的机理. 本文的研究结果可以深化射流对激波/边界层干扰作用的认识, 对于超声速减阻具有重要的工程意义.

2 实验装置

2.1 风洞

实验在空军工程大学暂冲吸气式风洞中进行, 风洞气源来自于环境大气. 该风洞由进气口、稳定

段、喷管、真空仓 (试验段)、扩压段和真空罐等部分组成, 如图 1 所示. 稳定段夹有多层钢丝网对气流整流, 提高进入喷管气流的均匀性, 减小紊流度. 喷管的出口直径为 300 mm, 设计 $Ma = 3$, 实验测得喷管菱形区实际 $Ma = 3.1$. 真空仓左右两边和上端各带有一个直径为 250 mm 的光学观察窗, 用于流动显示测量. 风洞的启动采用破膜的方式. 真空罐总体积约为 120 m³, 通过真空泵系统将真空罐的压力抽到 100 Pa 以下可使风洞稳定工作 3 s 左右. 实验中, 风洞的来流总压为 $P_0 = 95.6$ kPa, 总温为 $T_0 = 300$ K, 计算可得风洞的单位雷诺数为 $Re^{-1} = 6.72 \times 10^6$. 风洞稳定段上装有动态压力传感器用以形成同步控制系统的初始信号.



图 1 风洞结构图

Fig. 1. Wind tunnel.

2.2 实验模型

实验模型由钝头体、楔形块、等离子体合成射流激励器组成一体化结构. 该模型的设计思路来源于参考文献^[27], 该科研团队主要致力于基于激光能量沉积控制激波边界层干扰的研究, 本文将激光诱导能量替换为电弧驱动的等离子体射流. 为提高图像分辨率和扩大视场, 测试模型尺寸为文献模型尺寸的 2 倍. 测试模型整体为铝合金材料, 激励器的正极为直径为 2 mm 的钨电极, 通过绝缘芯绝缘埋在钝头体内, 绝缘芯的材料为聚四氟乙烯, 阴极为钝头体头部本身. 由阳极的头部表面和钝头体内壁面形成的空间为合成射流激励器的腔体, 钨电极与模型头部形成放电通道, 加热腔体空气, 驱使高温高压空气经钝头体前缘的孔道喷出. 通过调节正电极在绝缘芯的位置可改变腔体体积和电极间距. 经过前期对激励器的优化发现, 小腔体及小孔径的激励器能够保证激励强度且具有良好的重频激励特性, 因而腔体体积仅调节为 5.024×10^{-8} m³, 孔道直径为 1 mm, 并且设置孔道长度为 1 mm 可保证射流具有一定的均匀性, 激励器的结构示意图如

图2所示. 模型后缘通过螺纹固定于固定机构上. 经风洞实验, 后缘机构不会对其上游流场产生干扰. 在风洞启动初始阶段, 孔道会对下游流场产生干扰, 待流场稳定后, 干扰消失. 经过正激波的气流在楔形块的作用下产生激波与边界层相互干扰结构.

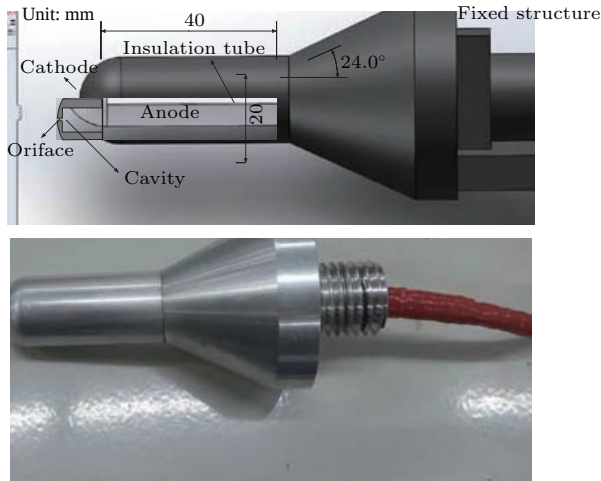


图2 测试模型示意图

Fig. 2. Schematic diagram of the test model.

2.3 等离子体产生和同步控制系统

注入激励器腔体内的等离子体通过高压脉冲微秒电源(KGD-NSPS3U30F2)和高压直流电源(3 kV, 4000 VA)的组合电路放电来实现. 高压脉冲电源主要起击穿空气的作用, 使电极间产生放电通道, 高压直流电源用于增加电极间能量输出^[21]. 当高压脉冲电源击穿空气连通电路时, 已被高压直流电源补充好能量的电容开始放电, 在电极间产

生电弧, 腔体内的空气受热膨胀, 由钝头体前缘的孔道喷出, 产生高速气流. 由于风洞的运行时间仅有2—3 s, 放电和测试设备的开启必须同步控制. 同步控制系统的初始信号靠压力传感器感受风洞启动时稳定段的压力突升产生, 初始信号触发示波器产生5 V信号, 示波器再触发延时系统DG535和高速CCD相机工作. 通过DG535产生0.1 s的延时, 保证放电发生于风洞起动阶段, 其输出信号触发波形发生器工作, 从而驱动高压脉冲电源运行, 产生电弧等离子体. 具体的等离子体生成及同步控制系统如图3所示. 放电过程中, 用电压探针(Tectronix TCP0030 A)测量电路中总电势, 用电流探针(Tectronix DPO4104)测量整个回路的电流. 根据测得的电压和电流波形可计算单个脉冲周期放电所产生的能量.

2.4 高速纹影系统

采用时间分辨的纹影系统来捕捉等离子体合成射流在环境大气和超声速流场中的发展情况以及射流对激波边界层干扰的影响. 实验中采用典型的Z型光学系统, 如图3所示. 系统由光源、纹影镜、刀片和高速CCD摄像机组成. 光源采用连续的氙灯光源(zolix LSP-x500 A). 纹影镜由两个焦距为3 m, 直径为30 mm的凹透镜组成. 采用高速CCD摄像机(PHANTOM V2512)来捕捉瞬时流场. 拍摄时设置图象分辨率为768 pixel × 512 pixel, 帧频为58000 fps, 两帧之间的时间间隔为 $\Delta T = 17.2 \mu\text{s}$, 曝光时间设置为1 μs . 相机前放置刀片以调节纹影图像的灵敏度.

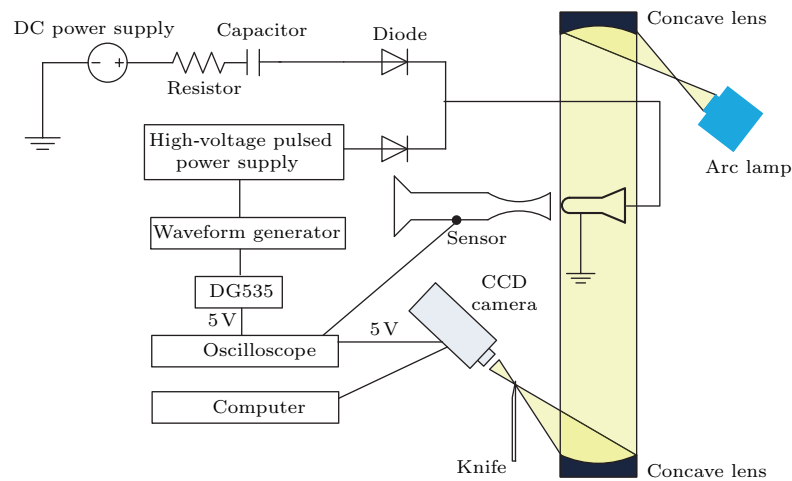


图3 等离子体生成和同步控制系统工作示意图

Fig. 3. Schematic diagram of plasma generation and synchronous control system.

3 实验结果

3.1 等离子体合成射流静止特性

图4为静止大气条件下放电频率 $f = 1$ kHz 时电压电流波形. 由图4(a)可知, 激励器电极的击穿电压大约为 20 kV, 瞬时电流高达 20 A, 放电较为稳定, 说明激励器可持续地提供等离子体射流. 选择单个脉冲周期的放电波形研究其伏安特性, 如图4(b), 可以看到电极击穿时产生的初始电压电流峰, 随后电压突降, 电流持续下降, 这是因为放电通道建立以后, 整个回路的电阻值减小, 电容持续放电. 单个脉冲周期的放电脉宽大约为 200 μ s, 可见单脉冲能量大部分是高压直流电源提供的. 计算可得单个脉冲周期的放电能量为 45.7—51.8 mJ.

图5为激励器单脉冲周期在静止大气中产生高速射流过程的纹影图象, 反映了射流由初始生成

到耗散的发展状态. 图5(a)呈现了射流喷出喷口瞬间产生的爆炸波及二次激波的生成, 该现象与文献[21]的结果相符. 图5(b)显示了爆炸波向远处传播和射流的发展, 可知射流的形状为椭锤状, 且射流的传播速度小于爆炸波的传播速度. 从图5(c)可以看出, 在喉部的摩擦力和射流剪切力的作用下, 射流扩散为尺度不一的涡团结构. 图5(d)显示了射流快速耗散, 逐渐减弱的状态. 整个射流发展过程历时大约 344.8 μ s. 通过监测射流前锋传播的距离 x 可计算射流发展的平均速度 (x/t), 如图6所示. 可知射流的初始速度高达 200 m/s, 射流的速度不断减小, 这和文献[20]得到的射流速度变化趋势是一致的, 因而射流在初始阶段的瞬时动量很大, 可对气流产生很强的穿透效应. 另一方面, 射流速度变化的斜率减小, 说明在初始阶段, 射流承受更大的阻力.

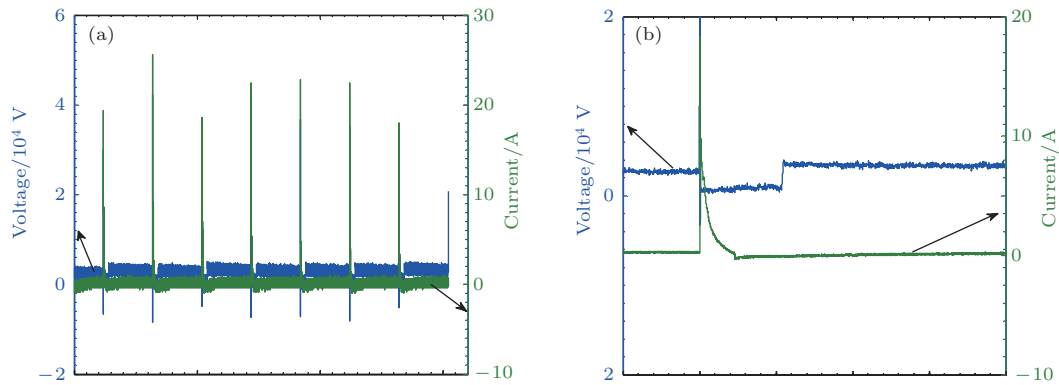


图4 (网刊彩色) 静止大气的电压电流波形 (a) 连续脉冲; (b) 单个脉冲

Fig. 4. (color online) Waveform of the discharge voltage and current in quiescent air: (a) Continuous pulses; (b) a single pulse.

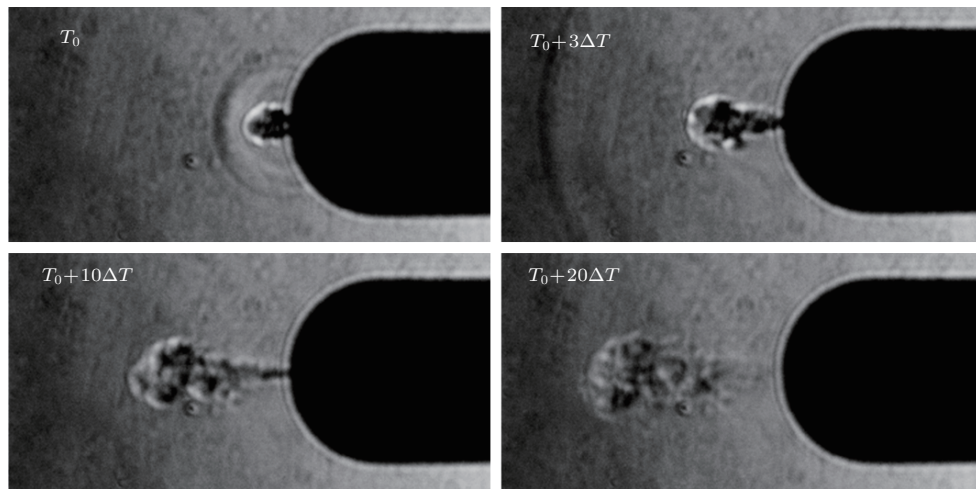


图5 静止大气等离子体合成射流特性纹影图

Fig. 5. Characteristics of the plasma synthetic jet in quiescent air: schlieren images.

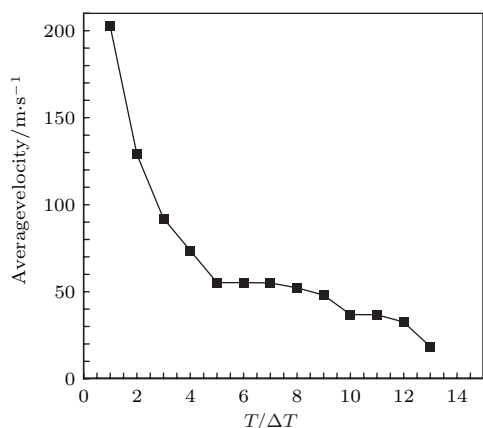


图6 静止大气等离子体合成射流平均速度变化
Fig. 6. Average velocity of the plasma synthetic jet in quiescent air.

3.2 激励器工作的实现条件

由于实验中来流的密度较低, 仅为 0.0758 kg/m^3 , 在这样的条件下放电更容易出现辉光状态, 而辉光放电提供的能量低, 对超声速流场的作用十分微弱, 但气流经过正激波会被压缩, 压强、温度和密度均增大, 电极两端在激波后更易于建立起能量水平较高的等离子体电弧. 本实验正是利用了气流经过激波密度增大这一物理事实, 使得在低气压低密度的来流条件下, 气体放电得以发生且产生较高能量. 由正激波的一维计算公式 (1), (2), (3) 式, 根据实验来流条件即可估算正激波后的放电环境参数, 温度为 $T_s = 287.61 \text{ K}$, 压力为 $p_s = 22832 \text{ Pa}$, 密度为 $\rho = 0.2765 \text{ kg/m}^3$. 经过激波后, 密度提高到3.65倍, 给气体放电提供了良好的工作环境.

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(k+1)M_{a1}^2}{2 + (k-1)M_{a1}^2}, \quad (1)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2k}{k+1}M_{a1}^2 - \frac{k-1}{k+1}, \quad (2)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1}{M_{a1}^2} \left(\frac{2}{k+1} \right)^2 \left(kM_{a1}^2 - \frac{k-1}{2} \right) \times \left(1 + \frac{k-1}{2}M_{a1}^2 \right), \quad (3)$$

其中, ρ_1, ρ_2 分别为正激波前后气流密度; p_1, p_2 为正激波前后静压; T_1, T_2 分别为正激波前后气流温度; Ma_1, Ma_2 为来流马赫数; k 为绝热指数.

3.3 附体激波对射流的响应

Narayanaswamy 等 [28] 发现射流经过来流马赫数 $Ma = 2$ 斜坡诱导的分离激波前移的现象, 分

析原因是射流降低了当地马赫数, 考虑了射流的热效应. 王林 [26] 归纳了等离子体合成射流使激波减弱的若干机理, 除了热效应以外还考虑了射流的湍流度和射流诱导的斜激波的作用. 本文考察射流对激波边界层干扰整体结构的影响. 首先考察等离子体射流对附体激波的影响. 图7为单脉冲放电周期附体激波对射流响应的纹影图, 此时放电频率 $f = 1 \text{ kHz}$. 可以看出, 射流经过分离泡时使分离泡分解, 分离泡消失 ($T_0 + 12\Delta T$); 射流经过附体激波时, 激波强度减弱 ($T_0 + 15\Delta T, T_0 + 18\Delta T$), 在恢复的过程中变弯, 再附点前移 ($T_0 + 19\Delta T$), 随后激波和激波再附点逐渐恢复到起始位置, 分离泡再次形成 ($T_0 + 28\Delta T$). 分析分离泡消失的原因可能是射流与主流相互掺混, 增加了近壁面流场的湍流度, 从而增强了边界层抗逆压梯度的能力. 激波消失的原因则可能是因为射流的热效应, 改变了周围流动性态. 然而射流是逆流喷射, 将射流诱导激波的因素排除在外. 当放电频率 $f = 3 \text{ kHz}$ 时, 同样选择一个周期的纹影图进行分析, 如图8所示. 在这种情况下并没有看到分离泡分解消失的现象, 但同样有激波部分消失的现象 ($T_0 + 18\Delta T$), 激波发生局部弯曲 ($T_0 + 19\Delta T$), 但再附点前移不明显. 由于频率为 3 kHz 的放电脉宽小于频率为 1 kHz 的放电脉宽, 注入腔体的能量有所减小, 再考虑激励器的吸气恢复时间的影响, 射流的流量也有所减小 ($E_{1\text{kHz}} = 51 \text{ mJ}, E_{3\text{kHz}} = 16 \text{ mJ}$). 此时, 虽然一定程度上增加了湍流度, 但湍流脉动到达分离泡位置已大量耗散, 射流对激波/边界层干扰的控制能力也有所降低.

3.4 分离激波对射流的响应

增强纹影图的对比度即可分辨出分离激波的位置, 分离激波的位置变化如图9所示, 此时放电频率 $f = 1 \text{ kHz}$. 可以看到, 分离激波随着分离泡的缩小逐渐向附体激波逼近, 分离点也向下游移动, 这再次说明射流增加了近壁面流动的湍流度, 增加了边界层抗逆压梯度的能力. 在本实验中并没有发现分离激波前移的现象, 相反地, 分离激波随着分离泡的缩小而向后移动, 在激励器的连续激励下, 分离激波做循环往复运动. 分离激波自上游移向下游所经历的时间为 $T_0 + 12\Delta T - T_0 + 21\Delta T$, 历时 $154.8 \mu\text{s}$, 而分离激波恢复到起始位置所需时间为 $T_0 + 21\Delta T - T_0 + 44\Delta T$, 历时 $395.6 \mu\text{s}$, 说明分离激波恢复时间长于其受扰动的时间, 也就是说

如果激励器达到一定频率就可以使分离激波稳定在一定范围内. 当激励频率为 3 kHz 时, 确实发现分离激波没有回到起始位置, 而是稳定在起始位置

下游的一段距离内, 但由于流量的减少, 激波移向楔形块的最大距离 $\Delta x_{\max}$ 仅为激励频率为 1 kHz 时的 14%.

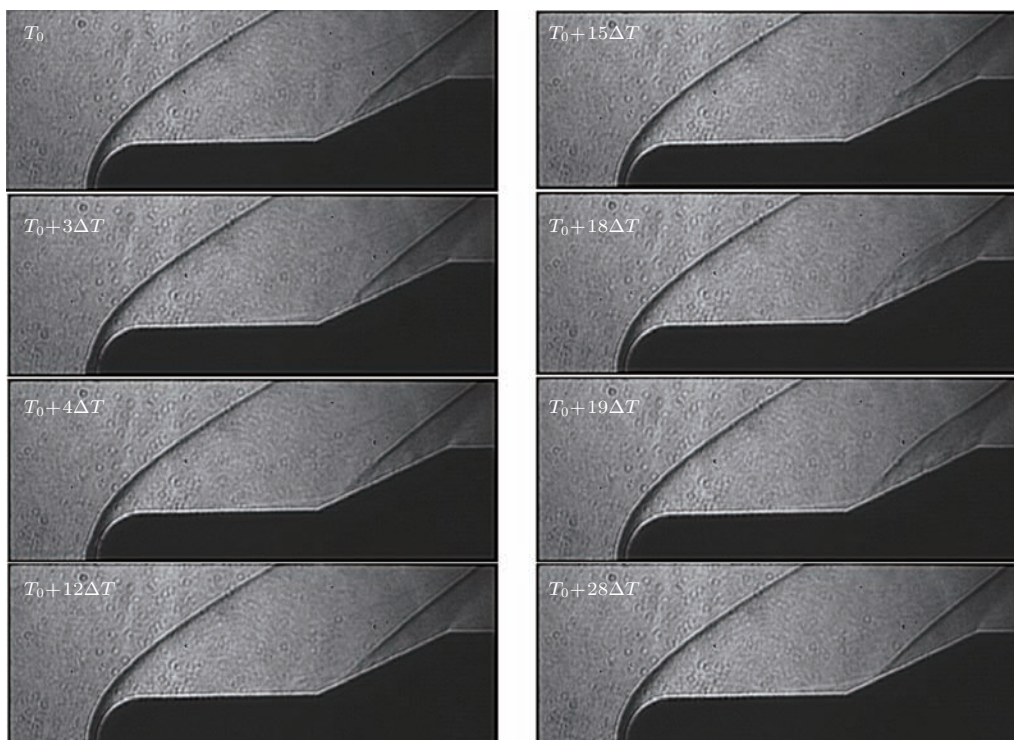


图 7 射流对附体激波影响的纹影图 ($f = 1$ kHz)

Fig. 7. Schlieren movie sequence of the disturbance effect on attached shock ($f = 1$ kHz).

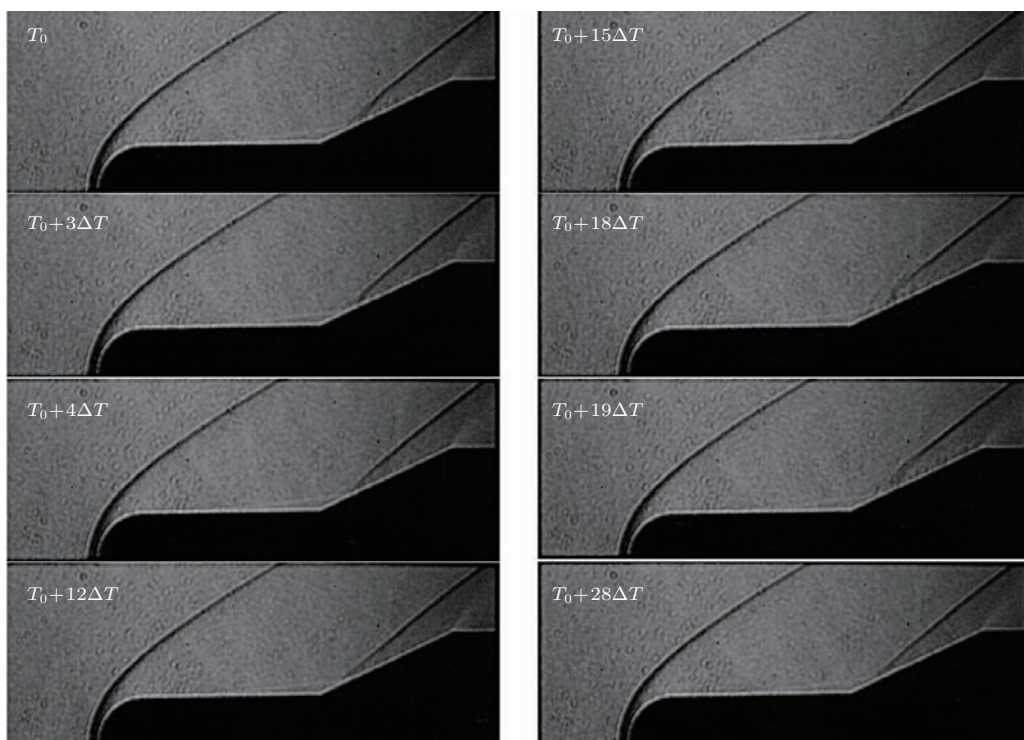


图 8 射流对附体激波影响的纹影图 ($f = 3$ kHz)

Fig. 8. Schlieren movie sequence of the disturbance effect on attached shock ($f = 3$ kHz).

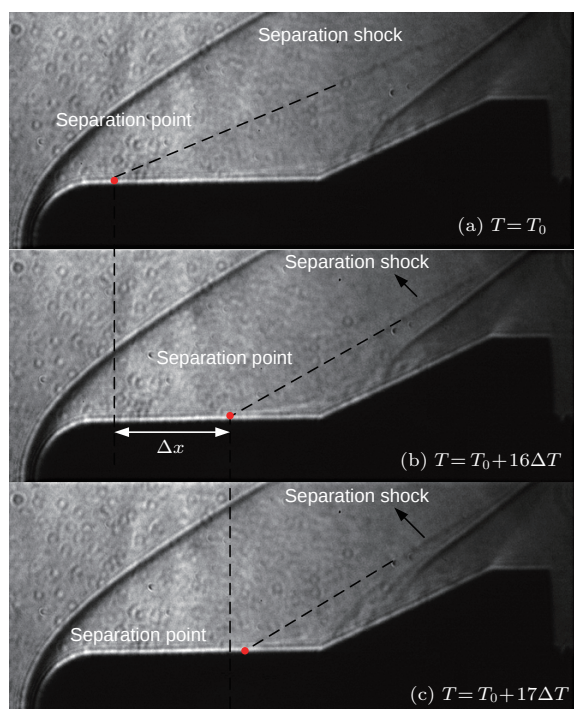


图9 射流对分离激波位置影响的纹影图 ($f = 1 \text{ kHz}$)
Fig. 9. Schlieren movie sequence of the separation shock motion ($f = 1 \text{ kHz}$).

3.5 射流对激波/边界层干扰的控制机理分析

综合以上分析提出了射流控制激波/边界层干扰的原理模型, 如图10所示. 激波/边界层对射流的响应可归因于两大机理: 一是射流与主流相互作用增加近壁面流动的湍流度, 提高了边界层抵抗逆压梯度的能力, 致使边界层分离推迟, 分离泡减小, 分离激波向下游移动, 由于分离泡的减小, 再附点会发生前移; 二是射流本身或射流与来流相互作用改变了近壁面的流动状态, 如流速、密度或温度的

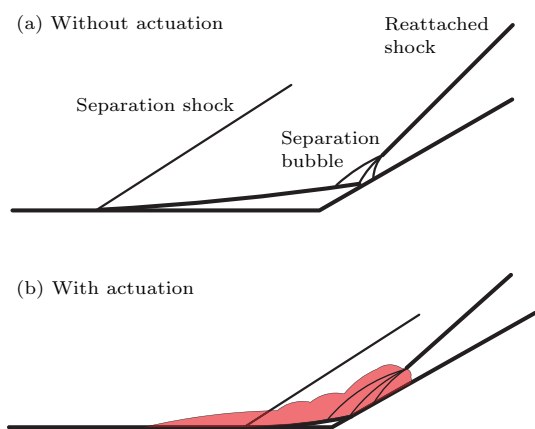


图10 射流对激波/边界层干扰的控制原理图
Fig. 10. Schematic diagram of the jet's control effect on shock wave/boundary layer interaction.

改变, 从而导致激波的减弱. 从纹影图中虽然发现附体激波减弱的现象, 但并不能证明热效应是直接原因.

4 数值仿真

4.1 数值方法和计算网格

实验中无法捕捉到射流与正激波后来流相互干扰的流动细节和对下游流动的影响机理, 为进一步揭示射流对激波/边界层干扰影响的物理机理, 采用了数值模拟的方法. 使用基于有限体积法的计算流体力学软件 FLUENT16.1 软件求解加入热源项的二维非定常可压缩 N-S 方程, N-S 方程建立在柱坐标系上. 湍流模型选用 SST $k-\omega$ 模型, 这种湍流模型的基本原理是在靠近固体壁面采用高雷诺数形式的 Wilcox 的 $k-\omega$ 模型, 在边界层外部的自由剪切流区域采用 Jones Launder 的 $k-\varepsilon$ 模型. 该模型不仅占据了 $k-\omega$ 方程求解壁面边界层流动的优势, 提高了在各种压力梯度条件下解得精确性和黏性底层的数值稳定性, 而且一定程度上又保留了 $k-\varepsilon$ 公式求解自由剪切流的精确性. 因为考虑高速射流流动过程的可压缩性, 选择通常用于求解高速可压缩流动的基于密度的求解器进行计算. 时间精度采用二阶隐式格式, 空间项采用三阶 MUSCL (monotonic upwind scheme for conservation laws) 格式离散, 对流通量项采用 AUSM (advection upstream splitting method) 离散.

文献[29]将电弧放电加热过程模化为腔体内能量的注入, 通过改变加热效率以达到与测得的腔体内压力变化结果的符合; 文献[30]将所测得的电弧放电电压电流波形转化成功率波形, 经过简化计算的功率密度代入 N-S 方程求解, 所得数值云图与纹影实验结果符合较好. 本文根据 Jin 等[30]提出的方法, 首先将放电的 $V-I$ 特性曲线转化为放电功率曲线, 经过滤波后进行五阶多项式拟合, 将拟合后的功率曲线表达式以功率密度的形式代入能量方程(5)中, 其中热源项由功率密度决定, 其表达式为

$$\dot{q} = \begin{cases} \frac{\eta E}{\tau V(x, y, z)} = \frac{\eta P(t)}{V(x, y, z)} & , \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (4)$$

其中, 功率 $P(t)$ 为拟合后功率曲线, η 为能量转化率, $V(x, y, z)$ 为圆柱加热区域的体积, 本文取 η 为 20% [30], 加热区域占圆柱中心区域的 10%.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot [\mathbf{v}(\rho E + p)] = -\nabla \cdot \left(\sum_j h_j J_j \right) + \dot{q}. \quad (5)$$

网格划分使用ICEM软件划分为结构化网格,如图11所示. 壁面网格经过加密处理,贴于壁面的第一层网格高度为 10^{-5} m, 保证 $y^+ < 10$. 射流腔体、孔道壁面和钝头体及圆柱边界为无滑移壁面条件, 来流边界为压力远场边界条件, 出口为压力出口边界条件, 中心线为轴对称边界条件. 计算初始值与实验条件一致, 如表1所列. 计算时先求解稳态流场, 收敛后再加入热源项进行非定常计算. 计算时间步长为 10^{-8} s, 每个时间步长迭代20步以内即可满足计算精度.

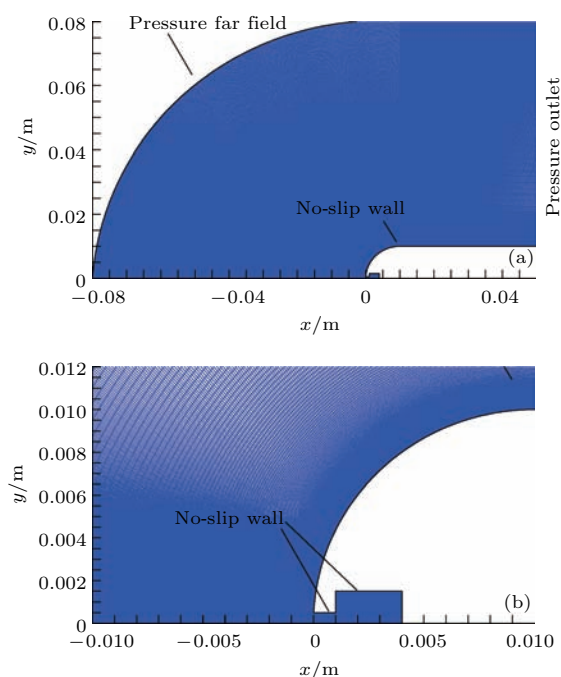


图11 (网刊彩色) 计算网格

Fig. 11. (color online) Calculation grid.

表1 计算初始条件

Table 1. Initial condition of the simulation

M	P_0/Pa	T_0/K	P_s/Pa	T_s/K
3.1	101325	300	2375.9	102.7

4.2 网格无关性验证

本文对算例分别设置了4.5万(coarse grid), 12万(medium grid), 24万(fine grid_1)和32万(fine grid_2)四种不同数量的网格进行网格无关

性验证. 图12是钝头体前缘以不同网格稳态计算得到的压力分布曲线. 从图12可以看出以coarse grid网格和medium grid网格计算得到的结果压力值出现波动, 而fine grid_1和fine grid_2网格计算得到的结果几乎一致, 且曲线较为平滑. 所以采用fine grid_1数量的网格就可以达到精度要求.

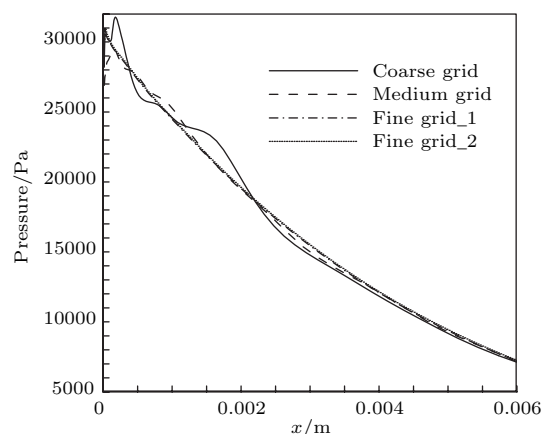


图12 网格无关性验证

Fig. 12. Certification of grid independence.

4.3 仿真结果

图13为不同时刻密度的等值线图. 与实验纹影图对比可知, 仿真所得到的钝头体前脱体激波的形态与实验符合良好. 这里给出了二维图像相当于旋状体的一个剖面, 可知射流与正激波相互作用形成一对涡环, 射流初始阶段较大的瞬时推力将正激波顶起, 形成弓形激波, 如图13(a)所示; 随着射流推力的逐渐减小, 弓形激波呈现出向两边拓展回落的发展态势, 并形成激波与激波相互干扰的现象, 随着正激波回落, 横向旋涡向钝头体壁面拉长延伸, 如图13(b)和图13(c)所示; 最后扩散到整个下游, 如图13(d)所示. 整个过程揭示了旋涡的产生与扩散, 实际上正激波后的流动十分复杂, 而该仿真只是揭示了一个平均的状态, 但旋涡的产生与扩散这一规律与实际是相符合的.

通过压力云图和流线图可进一步解释旋涡的形成与扩散现象, 如图14所示. 可见, 射流与来流速度方向相反, 在剪切力的作用下必然会形成旋涡. 如图14(a), 形成初始涡核, 涡核在斜压矩的作用下发展变大. 实际上根据涡动力学, 涡和其周围的压力满足涡压耦合关系

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = \kappa q^2 - v \frac{\partial \omega}{\partial s}, \quad (6)$$

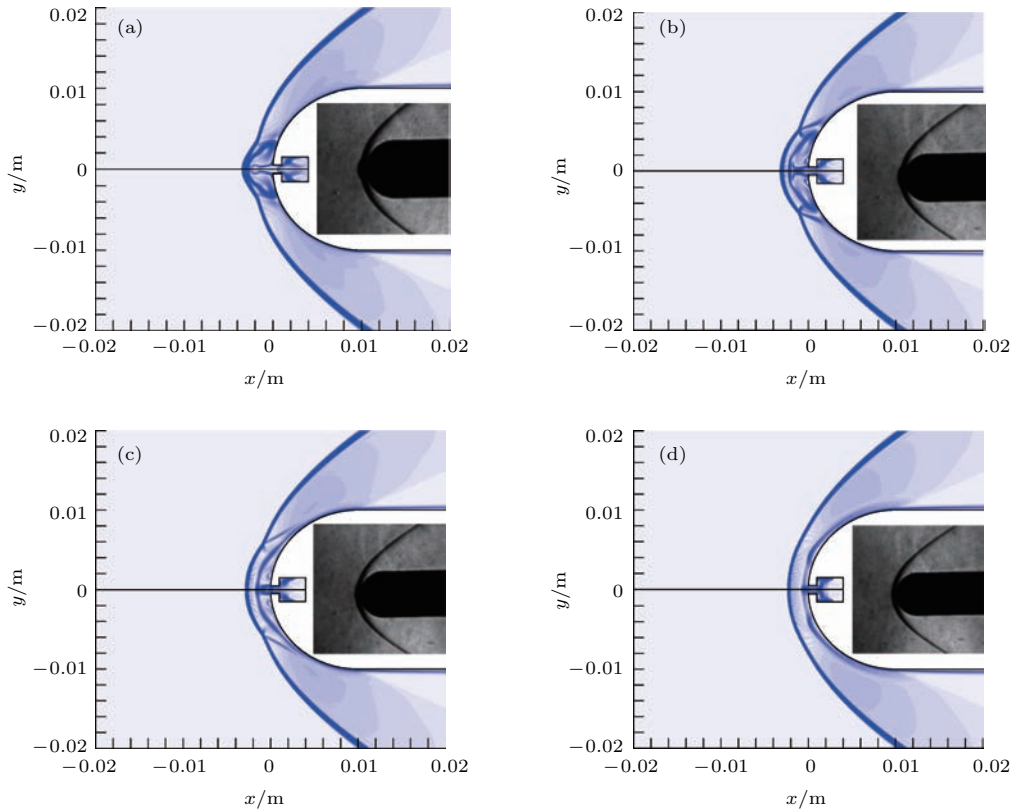

 图 13 密度梯度等值线图 (a) $T = 51.72 \mu\text{s}$; (b) $T = 68.96 \mu\text{s}$; (c) $T = 86.2 \mu\text{s}$; (d) $T = 103.44 \mu\text{s}$

Fig. 13. Contours of the magnitude of density gradient: (a) $T = 51.72 \mu\text{s}$; (b) $T = 68.96 \mu\text{s}$; (c) $T = 86.2 \mu\text{s}$; (d) $T = 103.44 \mu\text{s}$.

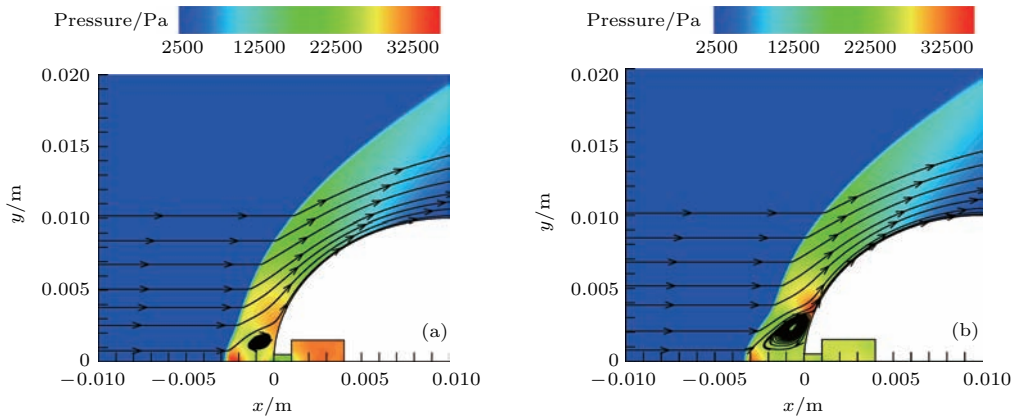

 图 14 压力云图和流线图 (a) $T = 42 \mu\text{s}$; (b) $T = 52 \mu\text{s}$

Fig. 14. Contours of static pressure and the streamlines: (a) $T = 42 \mu\text{s}$; (b) $T = 52 \mu\text{s}$.

这个方程建立在流线坐标系上, κ 是流线的曲率, 在旋涡边缘法向量指向旋涡中心, 旋涡运动会导致能量损失, 导致压力下降. 从这个角度来看, 钝头体前缘形成的旋涡利用前缘高压优势可以得到增强, 从而增加了壁面附近流体的动量和湍流度.

为验证以上观点, 图 15 和图 16 分别给出了

流场不同时刻的湍动能云图和速度的等值线图. 由图 15 可知, 湍动能大的地方集中在旋涡处(图 15(a)), 随着旋涡的增大, 湍动能加强(图 15(b)), 说明涡运动在斜压矩的作用下提高了能量, 但在旋涡继续向下游运动的过程中, 旋涡逐渐耗散(图 15(c)), 但最后在壁面处湍动能依然是加强的(图 15(d)). 另一方面, 如图 16, 很显

然,射流增加了下游流场的流速,改变了边界层的性态.

图 17 为有无射流激励距壁面 1 mm 处流动参数的变化. 可知,射流与来流相互作用改变了近壁面流体的性质,表现为温度降低、密度增加、速度提升. 而附体激波的减弱可能是这些参数发生变化的结果. 此时,不能用热效应解释激波减弱机理.

换一种思路来解释激波减弱的原因,由于近壁面区域的密度和速度都变大,即近壁面的动量很大,一方面也可以解释分离区减小,分离点向下游移动的现象;另一方面,附体激波可能受到近壁面流体局部冲击的作用,激波的减弱可能是激波对高动量、高脉动流动的一种响应,具体的作用机理还有待进一步研究.

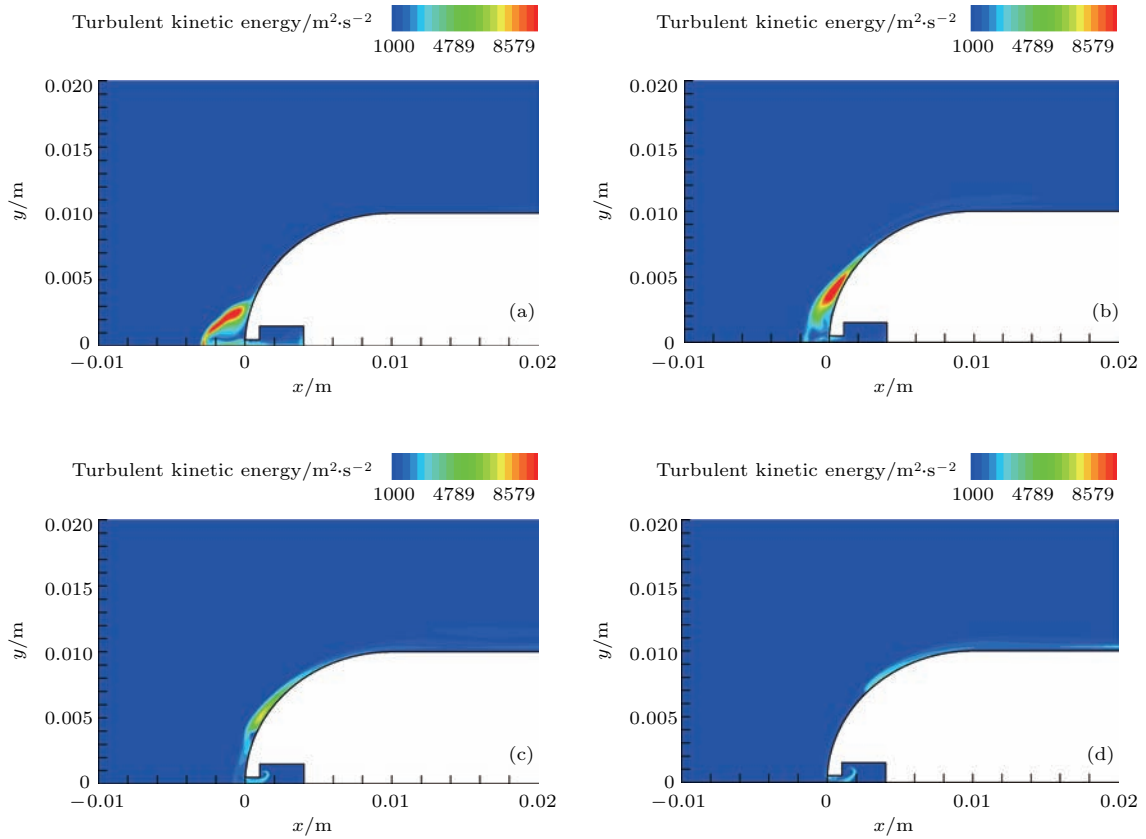


图 15 湍动能云图 (a) $T = 62 \mu\text{s}$; (b) $T = 82 \mu\text{s}$; (c) $T = 105 \mu\text{s}$; (d) $T = 137 \mu\text{s}$

Fig. 15. Contours of the turbulent kinetic energy: (a) $T = 62 \mu\text{s}$; (b) $T = 82 \mu\text{s}$; (c) $T = 105 \mu\text{s}$; (d) $T = 137 \mu\text{s}$.

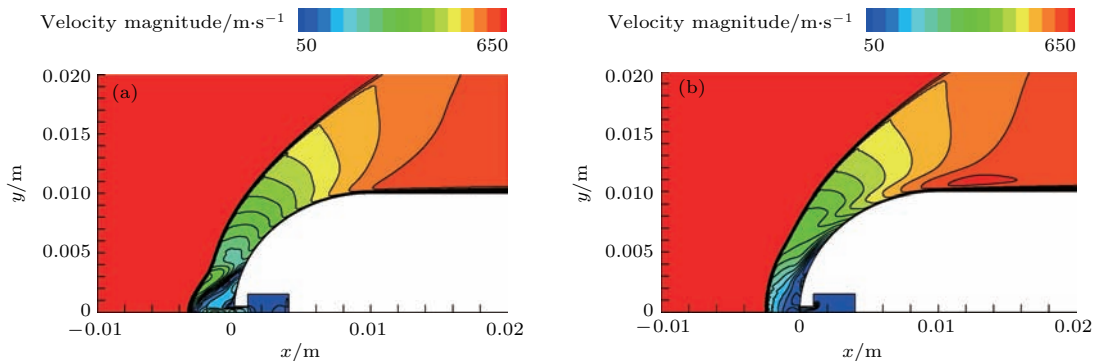


图 16 速度等值线图 (a) $T = 62 \mu\text{s}$; (b) $T = 90 \mu\text{s}$

Fig. 16. Contours of the magnitude of velocity: (a) $T = 62 \mu\text{s}$; (b) $T = 90 \mu\text{s}$.

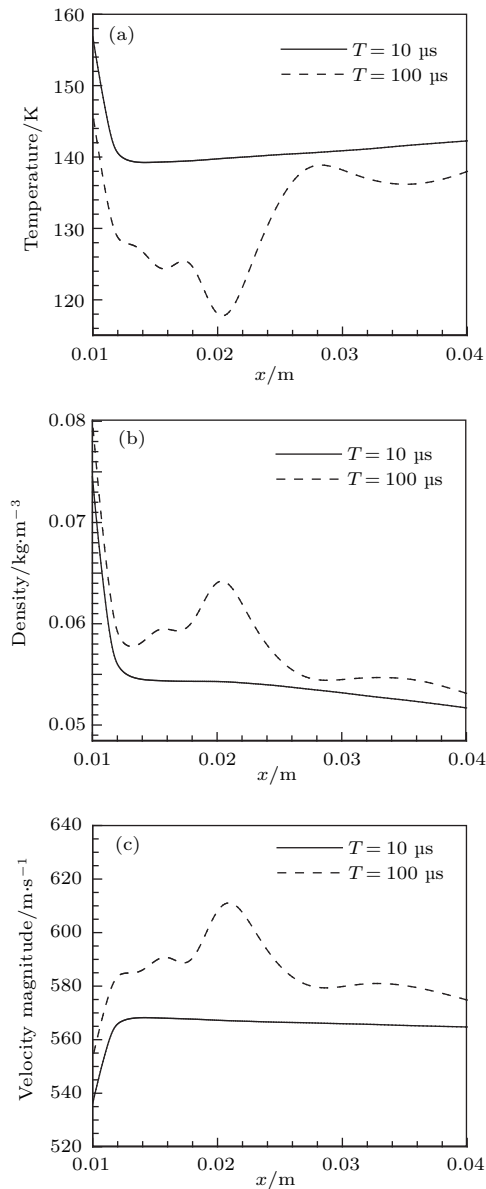


图 17 壁面附近参数的变化曲线

Fig. 17. Variation of the parameters near the wall, $y = 0.011 \text{ m}$.

5 讨论

利用等离子体射流控制激波/边界层干扰最大的优势是既可以利用它的气动性,也可以利用它自身的扰动特性,射流不仅会产生极大的瞬时推力,而且自身具有较高温度.较大的瞬时推力会对流场造成极大的扰动,在流动失稳时,甚至会改变整个流场的气动状态.本文提出了一种逆气流喷射的设计思路,将等离子体合成射流激励器安装在钝头体前部,超声速条件下,钝头体前缘产生的正激波波后的流动参数为等离子体射流的形成创造了良好条件,正激波会在射流推力的作用下向上游形成凸

起,之后会发生一系列的流动现象的改变.射流与主流的流动方向相反,在强剪切力的作用下必然有涡的产生,涡与压力相互耦合,在正激波后斜压矩的作用下,旋涡得到增强.旋涡向下游耗散,并增加近壁面边界层的湍流度,从而增强了边界层抗逆压梯度的能力,所以发生了分离泡缩小,分离点后移的现象.同时由于射流与来流相互作用,改变了斜坡上游近壁面流体的性质,表现出密度和速度的大幅增加,温度减小.仿真的结果可以证明射流促使流体湍流度的增加,但不能证明热效应作为激波减弱的影响因素.激波减弱的物理机理通过本文的研究工作还不能完全揭示出来.

6 结论

本文通过时间分辨的纹影系统和数值仿真的方法研究了等离子体逆向射流对激波边界层干扰的影响,揭示了影响机理.研究表明,射流与来流的耦合作用可以对激波/边界层干扰进行控制.具体表现和解释如下.

分离泡缩小,分离点向下游移动.原因一方面是从射流本身具有一定的脉动特质;另一方面从数值仿真的结果看,逆向射流与来流相互作用形成旋涡,旋涡在正激波后斜压矩作用下增强,旋涡向下游耗散发展增大了边界层湍流度,并且斜坡上游近壁面附近动量增大,使边界层抗逆压梯度能力增强.

在等离子体合成射流的激励下,附体激波强度减弱,发生弯曲,再附点前移.本文的结果可以证明等离子体本身或与来流相互作用能够减弱激波强度,但其机理还有待进一步研究.

射流流量是影响控制程度的关键因素.射流流量大对激波/边界层干扰的作用更加显著.而受激励器吸气恢复时间的影响,射流流量增大会导致激励器频率的降低,所以如何在保证激励器频率的同时增加射流流量是今后研究的重要方向.

参考文献

- [1] Lu F K, Li Q, Liu C 2012 *Prog. Aerosp. Sci.* **53** 30
- [2] Gaitonde D V 2015 *Prog. Aerosp. Sci.* **72** 80
- [3] Zhang Q H, Zhu T, Yi S H, Wu A P 2016 *Chin. Phys. B* **25** 054701
- [4] Yan Y, Chen C, Lu P, Liu C 2013 *Aerosp. Sci. Technol.* **30** 226

- [5] Estruch-Samper D, Vanstone L, Hillier R, Ganapathisubramani B 2015 *Shock Waves* **25** 521
- [6] Verma S B, Manisankar C 2012 *AIAA J.* **50** 2753
- [7] Titchener N, Babinsky H 2013 *AIAA J.* **51** 1221
- [8] Kornilov V I 2015 *Prog. Aerosp. Sci.* **76** 1
- [9] Belinger A, Naude N, Cambronner J P, Caruana D 2014 *J. Phys. D* **47** 345202
- [10] Cheng Y F, Nie W S, Li G Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 060509 (in Chinese) [程钰锋, 聂万胜, 李国强 2012 物理学报 **61** 060509]
- [11] Falempin F, Firsov A, Yarantsev D A, Goldfeld M A, Sergey K T, Leonov B 2015 *Exp. Fluids* **56** 1
- [12] Su C B, Li Y H, Wang J, Cao J, Li Y H 2010 *Chin. J. Aeronaut.* **23** 22
- [13] Ekaterinaris J A 2009 *19th AIAA Computational Fluid Dynamics* San Antonio, Texas, June 22–25, 2009 p4151
- [14] Houpt A, Gordeyev S, Juliano T, Leonov S 2016 *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting* San Diego, California, January 4–8, 2016 p2160
- [15] Webb N, Clifford C, Samimy M 2013 *Exp. Fluids* **54** 1545
- [16] Sasoh A, Iwakawa A, Osuka T, Majima R 2014 *7th AIAA Flow Control Conference* Atlanta, GA June 16–20, 2014 p2369
- [17] Narayanaswamy V, Shin J, Clemens N T, Raja L L 2008 *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 7–10, 2008 p285
- [18] Narayanaswamy V, Clemens N T, Raja L L 2010 *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting* Orlando, Florida, January 4–7, 2010 p1089
- [19] Jin D, Li Y H, Jia M, Song H M Cui W, Sun Q, Li F Y 2013 *Plasma Sci. Technol.* **15** 1034
- [20] Zong H H, Wu Y, Jia M, Song H M 2016 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 025504
- [21] Zong H H, Cui W, Wu Y, Zhang Z Z, Liang H, Jia M, Li Y H 2015 *Sens. Actuators A* **222** 114
- [22] Zhang Z B, Wu Y, Jia M, Zong H H, Cui W, Liang H, Li Y H 2015 *Sens. Actuators A* **235** 71
- [23] Greene B R, Clemens N T, Magari P, Micka D 2015 *Shock Waves* **25** 495
- [24] Yang G, Yao Y, Fang J, Gan T, Lu L 2016 *Chin. J. Aeronaut.* **29** 617
- [25] Emerick T, Ali M Y, Foster C, Alvi F S, Popkin S 2014 *Exp. Fluids* **55** 1858
- [26] Wang L 2014 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: Graduate School of National University of Defense Technology) (in Chinese) [王林 2014 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [27] Tamba T, Pham H S, Shoda T, Iwakawa A, Sasoh A 2015 *Phys. Fluids* **27** 091704
- [28] Narayanaswamy V, Raja L L, Clemens N T 2012 *Phys. Fluids* **24** 543
- [29] Haack S J, Taylor T, Emhoff J, Cybyk B 2010 *5th Flow Control Conference* Chicago, Illinois, June 28–July 1, 2010 p4979
- [30] Jin D, Cui W, Li Y, Li F Y, Jia M, Sun Q, Zhang Z B 2015 *Chin. J. Aeronaut.* **28** 66

Response of the shock wave/boundary layer interaction to the plasma synthetic jet*

Wang Hong-Yu Li Jun[†] Jin Di Dai Hui Gan Tian Wu Yun

(Aeronautics and Astronautics Engineering College, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China)

(Received 28 October 2016; revised manuscript received 26 January 2017)

Abstract

Control of shock wave/boundary layer interaction (SWBLI) is of high practical importance for supersonic aircraft drag reducing. Lots of flow control strategies including passive and active control techniques have been put forward to minimize negative effect of SWBLI. Plasma aerodynamic control technique is considered as a potential one due to its flexibility in manipulating the supersonic flow. The goal of this research is to investigate the control effect of the novel actuator called plasma synthetic jet on the SWBLI.

The effect of counter-flow plasma synthetic jet actuator on the SWBLI is investigated experimentally in this paper. The experiments are conducted in a supersonic wind tunnel at Mach number $Ma = 3.1$. The test model is a blunt body with a plasma synthetic jet actuator installed inside its head which is used to create aerodynamic perturbations, and with a conical compression ramp in the rear, enabling the creation of SWBLI flow configuration. The plasma synthetic jet actuator is designed to inject pulsed hot gas by arc discharge into a small cavity in the direction perpendicular to the normal shock wave induced by the blunt body. The schlieren method is used for flow measurement and the flow characteristics are studied according to a sequence of schlieren images (1024×512 pixel resolution) captured by a high speed charge-couple device camera with a framing rate of 58 kHz, triggered externally, and an exposure time of 1 μ s. Additionally, the mechanism of this control strategy on the SWBLI induced by the ramp is revealed by using the numerical method.

The characteristics of the plasma synthetic jet in quiescent air are firstly studied. The results show a sudden reduction of averaged jet velocity under the resistance of the air. In addition, some small-scale flow structures in the jet are observed which may enhance the turbulence in the upstream boundary layer. The flow topology of interaction modified by actuation with frequencies of $f = 1$ kHz and $f = 3$ kHz are respectively analyzed. It is shown that by using this type of control strategy, the attached shock is locally degraded with the attachment point moving upward. The separation bubble is suppressed, hence making the separation shock move downstream. In addition, an extensive impact effect is exerted to the interaction region by actuation at $f = 1$ kHz because more hot gas is produced by the actuator. Therefore, the actuator is found to be capable of significantly mitigating the negative effects induced by the SWBLI. The numerical work focuses on the interaction between the jet and the flow after the normal shock. The results show that large-scale vortex is induced by the interaction which increases turbulence and accelerates the flow near the wall during its moving downstream and dissipation, demonstrating turbulence enhancement in the boundary layer and a variation of upstream flow characteristics are the key factors for separation reduction and shock wave mitigation.

Keywords: shock wave/boundary layer interaction, plasma synthetic jet, numerical simulation, flow control

PACS: 47.85.L-, 52.35.Tc, 47.11.-j, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.66.084705

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51522606, 51507187, 51276197, 51407197, 11472306).

[†] Corresponding author. E-mail: kltbwhy@126.com