

局部电弧丝状放电控制激波/边界层干扰的数值研究^{*}

王 浩, 程邦勤, 纪振伟, 胡伟波

(空军工程大学 航空航天工程学院, 陕西 西安 710038)

摘 要: 采用数值模拟的方法研究局部电弧丝状放电激励对激波/边界层干扰引起的气流分离的控制效果和机理。研究发现在干扰区上游和干扰区内进行电弧放电能够有效控制边界层的分离, 且控制效果随着能量输入增大而增强, 最大可使分离区减小40.6%, 而在干扰区下游作用时对激波/边界层干扰基本没有影响。结合热阻塞效应, 可得出电弧放电的作用机理是其产生的焦耳热在流场中造成局部流场阻塞, 形成等离子体虚拟型面, 在流场中诱导出微弱的斜激波和旋向相反的漩涡, 增大了边界层内流体的动量, 使其抵抗分离的能力增强, 从而抑制了气流的分离。

关键词: 激波/边界层干扰; 流场分离; 局部电弧丝状放电激励; 热阻塞; 数值仿真

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2017) 11-2431-08

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2017.11.004

Numerical Simulation of Localized Arc Filament Plasma Actuator for Shock Wave/Boundary Layer Interaction Control

WANG Hao, CHENG Bang-qin, JI Zhen-wei, HU Wei-bo

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

Abstract: The control effects and mechanism of localized arc filament plasma actuator for shock wave/boundary layer interaction control were numerically investigated. Results show that the arc discharge in or upstream the interaction region can effectively decrease separation and the maximum reduction of separation region is 40.6%, while arc discharge downstream the interaction region has no effects. Besides, the efficiency of control improves as the input energy increases. Based on the thermal choking effect, the control mechanism of arc discharge can be deduced that the Joule heat induced by discharge causes local thermal choke in the flow-field, which can be regarded as plasma virtual surface. The virtual surface induces an oblique shock and counter-rotating vortices in the flow-field. Thus the momentum of boundary layer and the resistance to separation increased, and the separation is depressed.

Key words: Shock wave/boundary layer interaction; Flow separation; Localized arc filament plasma actuator; Thermal choking; Numerical simulation

1 引 言

自从人类成功实现了超声速飞行以来, 激波/边界层干扰 (Shock Wave/Boundary Layer Interaction, SWBLI) 问题一直是研究人员所关注的焦点, 同时激

波引起的气流分离也是超声速/高超声速飞行器设计中一个急需解决的问题。特别是对于混合式外压进气道来说, 通道内包含有多道激波, 以达到减速增压的作用。但是, 这一系列激波会与进气道内的边界层发生干扰, 进而影响进气道的性能。如果激波强

^{*} 收稿日期: 2016-05-28; 修订日期: 2016-07-21。

作者简介: 王 浩, 男, 硕士生, 研究领域为推进系统气动热力理论。E-mail: 15129822645@163.com

度较大,会在边界层内产生较大的逆压梯度,使边界层发生分离,从而使进气道总压恢复系数下降、流场紊乱、波系结构发生振荡,严重时可能造成进气道不起动,酿成灾难性的飞行事故。

传统激波/边界层干扰的控制方法主要包括机械式和气动式。机械式控制方法包括在表面开设空腔、鼓包、涡流发生器等;气动式控制方法包括喷射、吹除、抽吸等。传统的控制方法具备一定的控制效果,得到了广泛的应用,但同时也存在一些缺点,机械式控制方法灵敏度不高,不能针对特定情况进行变换,存在额外的装置阻力;气动式控制方法不够可靠,结构复杂,流场存在能量损失^[1]。

鉴于传统控制方法的缺点,近年来,出现了一系列新的控制技术,其中最具代表性的是等离子体控制方法。等离子体控制方法包括介质阻挡放电(Dielectric Barrier Discharge, DBD)、合成射流^[2]、磁流体控制^[3](Magnetohydrodynamic, MHD)、局部电弧丝状放电激励(Localized Arc Filament Plasma Actuators, LAFPA)等。目前等离子体控制激波边界层干扰大多为实验研究,实验结果表明等离子体激励能够有效抑制激波/边界层造成的气流分离^[4,5]。Webb^[6]的实验研究结果表明LAFPA激励能够有效地提高边界层的质量从而抑制分离,并提出LAFPA控制激波边界层干扰的主导因素是焦耳热的作用。Yan^[7]利用数值仿真的方法模拟了马赫数1.5条件下LAFPA诱导层流边界层转捩的情况,发现LAFPA可以在层流边界层中诱导出两对旋向相反的漩涡,从而导致边界层发生转捩。国内在该领域的研究起步较晚,而且研究多关注电弧放电对激波的控制,空军工程大学的王健等^[8]对电弧放电控制激波的作用机理进行了详细的分析,并指出等离子体气动激励控制激波是热效应其主要作用。但是,电弧放电对激波/边界层干扰的控制研究较少。

本文用数值模拟的方法对LAFPA控制激波边界层干扰所引起的气流分离进行研究,分析不同激励作用位置和能量输入对控制效果的影响,并结合热阻塞效应理论,对流场进行分析,探讨电弧放电控制激波/边界层干扰的作用机理。

2 计算方法及验证

2.1 计算方法

本文采用商用计算软件Fluent,在24G内存的计算平台进行计算,选用基于密度的耦合求解器、隐式格式,湍流模型选择基于雷诺应力方程的雷诺应力

模型(Reynolds Stress Model, RSM),并采用增强壁面函数法(Enhanced wall treatment)来进行近壁面处理,从而提高对大压力梯度和分离流动的精确模拟。通量格式选择AUSM,差分格式选择二阶迎风模式,为不连续激波提供更高精度的分辨率。同时使用y+网格自适应法细化壁面网格,满足壁面函数的要求。为了创建更好的初场,提高对大的压力梯度和速度梯度的复杂流场的分辨率,采用FMG多重网格技术(Full Multigrid)进行初始化。在计算过程中,先进行无粘流场的计算,随后以无粘流场为初场进行计算,从而加速收敛过程。

气体设为理想气体,比热容采用温度的多项式来计算,气体粘度由Sutherland定律确定。入口设定为压力远场入口,出口为压力出口,壁面设定为无滑移的绝热壁面边界条件,具体参数根据不同的来流条件选取。

2.2 方法验证

为了验证本文所采用的计算方法对激波/边界层干扰预测的准确性,采用Schulein等在德国宇航局(DLR Göttingen)路德维希管风洞(RWG)进行的斜激波入射平板湍流边界层的实验数据^[9]进行验证。

实验模型的示意图如图1所示,压缩角 β 为 6° , 10° , 14° ,分别对应无分离、微弱分离和显著分离三种情况。在无粘条件下激波入射点位置为 $x=350\text{mm}$ 。来流条件与实验相同,总压为 2.12MPa ,总温为 410K ,马赫数为5,壁面温度保持 300K 恒定,单位雷诺数 $R_{e1,\infty}=40\times 10^6/\text{m}$ 。

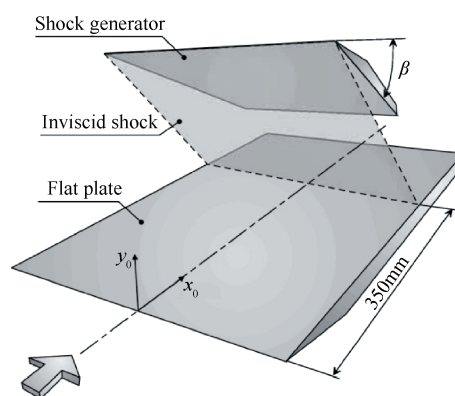


Fig. 1 Test model^[10]

表1为 $\beta=10^\circ$ 时分离点和再附点的实验值和计算值对比,图2为实验和计算所得的壁面压力对比。从中可以看出,实验和计算结果整体上吻合较好,本文的计算方法能够准确地预测不同条件下的激波/边界层干扰现象,具有较高的可信度。

Table 1 Separation and Reattachment point of $\beta=10^\circ$

Source	Separation point/mm	Reattachment point/mm
Experiment	334±1	345±1
Calculation	335.5	346

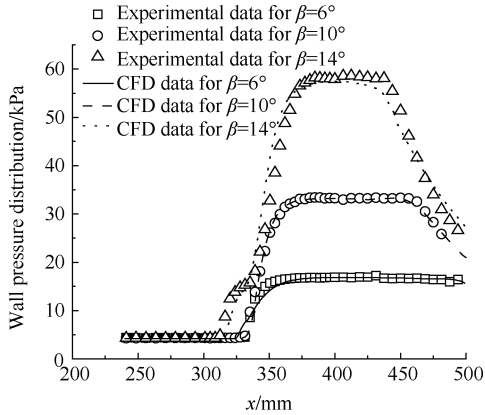


Fig. 2 Wall pressure distribution along the centerline

2.3 来流边界层状态

除了来流条件、激波强度和角区流动之外,来流边界层的状态也极大的影响分离区的形状、尺寸、不稳定性等,因此,深入的理解边界层的状态是十分重要的。边界层的类型(层流、过渡态、湍流)对干扰区的状态有很大的影响。本文计算选用的是湍流边界层,可以用 Maise 和 McDonald 的边界层模型^[11]进行验证,这种模型用 Van Driest 变换将不同来流马赫数的可压缩边界层简化为固定的剖面。

图3显示了本文计算的上游边界层剖面 and 模型剖面的对比,两者具有相同的趋势,说明来流边界层是完全紊乱的。图4是在 $x=266\text{mm}$ 处, Schulein^[9] 的实验测量和本文计算的边界层速度剖面图,两者的

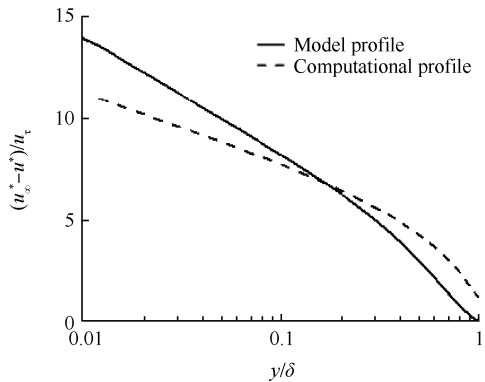


Fig. 3 Velocity profile using Van Driest transformation and Maise and McDonald (1968) model profile

吻合度较高。在 Schulein 的实验中,边界层在 $x=120\text{mm}$ 处发生转捩,因此在本文的计算中干扰区上游的来流是完全紊乱的。

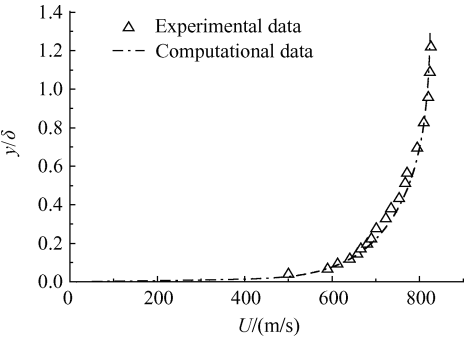


Fig. 4 Velocity profile at $x=266\text{mm}$

3 计算模型和电弧放电数值模型

3.1 计算模型

为了获得较厚的边界层以便于更好地观察边界层内部的流动情况,选取文献[12]的模型进行计算,几何尺寸和来流条件与实验完全相同。激波发生器的角度为 15° ,来流马赫数 $Ma_\infty=3.0$,静压 $p_0=0.1\text{MPa}$,总温 $T_0^*=300\text{K}$ 。表2详细说明了干扰区上游边界层的性质(边界层的厚度 δ 是依据主流速度 u_∞ 的99%定义的),其中包含了可压和不可压两种情况下的边界层积分厚度(位移厚度 δ^* 和动量厚度 θ ,下标 i 表示不可压缩的情况)。

图5为基准流场中心 $x-y$ 切面的压力云图、局部放大的分离区温度云图和流线图。从图中可以清楚地分辨出入射激波、反射激波、再附激波、膨胀扇形区以及分离区,同时在分离区域存在高温区以及回流区,分离现象较为严重。

3.2 电弧放电数值模型

局部电弧丝状放电激励(LAFPA)是将电极埋入壁面内,在高频的高电压作用下进行放电,使气体被电离,整个放电区域充满等离子体,造成阳极-阴极之间短路,产生丝状电弧^[13]。在放电过程中存在两种加热方式:(1)由于未完全电离的气体存在电阻,在高压作用下产生焦耳热;(2)由离解的电子撞击电极产生的电极表面加热。等离子体整体是中性的,因此在没有外加电场或磁场时放电产生的扰动主要来自于热量的交换。同时,产生的热量基本全部集

Table 2 Upstream boundary layer properties

Ma_∞	$u_\infty/(\text{m/s})$	δ/mm	δ^*/mm	θ/mm	H	δ_i/mm	θ_i/mm	H_i
3	622.74	11.45	1.56	0.362	4.308	0.551	0.469	1.175

中于等离子壳层内,而等离子壳层仅存在于电极周围很小的范围内,因此电弧放电产生的热量全部集中于电极凹槽内,造成局部高温壁面。参照文献[14]对流换热的分类和可能存在的边界条件,本文使用表面温升 ΔT 来简化电弧放电过程,加热区域选取为两电极之间的范围。与直接向气体注入能量不同,表面温升考虑了自由对流换热过程,热量可以向各个方向传递,包括电极周围的壁面,而且当表面温升一定时传热量会随气流温度变化。

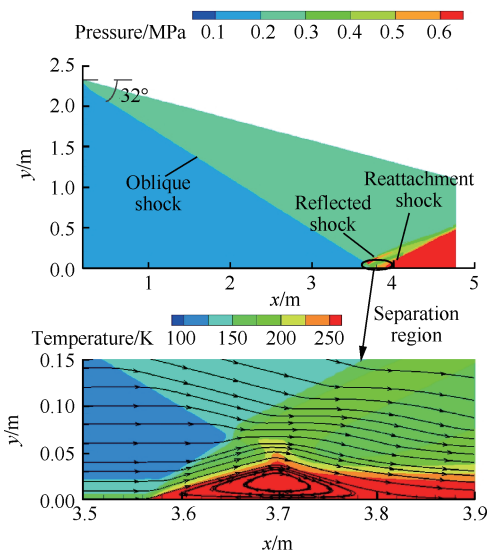


Fig. 5 Pressure contour, temperature contour and streamlines of separation region

为了研究LAFPA激励对激波/边界层干扰诱导气流分离的控制效果,本文的计算将壁面温升 ΔT 分别设定为200,500,2000,5000K,对应的壁面温度 T_w 分别为500,800,2300,5300K,加热区域位于下壁面中心,大小为30mm×20mm,同时选择4个作用位置 $x=2.0\text{m}$ (分离区前), $x=3.0\text{m}$ (分离区前), $x=3.6\text{m}$ (分离区内)和 $x=4.0\text{m}$ (分离区后),来研究LAFPA激励在不同的能量输入和不同的作用位置下对分离区的控制效果。表3说明了不同算例的详细情况,Case 1表示没有激励的初始流场,Case 2~5用于研究作用位置对控制效果的影响,Case 2,6~8用来研究表面温升即能量输入的影响。

根据爆炸丝原理^[15]可以计算壁面温升对应的电弧放电功率。根据内能变化等于功率减去能量损失的能量守恒定律,可得

$$\frac{dU}{dt} = W_{av} - \varepsilon \sigma_b A T_p^4 - \frac{dw}{dt} - Q \quad (5)$$

式中 U 是存在于放电空间的介质质量内能, W_{av} 是电弧放电功率, $\varepsilon \sigma_b A T_p^4$ 是辐射内流, σ_b 是斯蒂

芬-波尔兹曼常数, T_p 是电弧放电温度, ε 是电极材料的热辐射系数,本文取碳的热辐射系数0.8, A 是电弧放电的表面积, dw/dt 是流动损失, Q 是对流传导热损失。由于电弧放电过程在瞬间完成,所以流动损失和电流传导热损失均可以忽略不计,于是得

$$\frac{dU}{dt} = P - \varepsilon \sigma_b A T_p^4 \quad (6)$$

假设电弧放电在流动的介质中完成,则每一次放电对应的介质都不是上一次放电对应的介质,所以可以假设介质的内能是不变的,并假设用于产生热量的功率占激励器总功率的10%^[16,17],从而得到

$$P = \varepsilon \sigma_b A T_p^4 / 10\% \quad (7)$$

所以四种壁面温升所对应的能量输入功率分别为17.016W,111.516W,7618.84W,170.16kW。

Table 3 Description of different cases condition

Condition	Description
Case 1	Original flow without actuator
Case 2	$\Delta T = 200\text{K}$ at $x = 2.0\text{m}$
Case 3	$\Delta T = 200\text{K}$ at $x = 3.0\text{m}$
Case 4	$\Delta T = 200\text{K}$ at $x = 3.6\text{m}$
Case 5	$\Delta T = 200\text{K}$ at $x = 4.0\text{m}$
Case 6	$\Delta T = 500\text{K}$ at $x = 2.0\text{m}$
Case 7	$\Delta T = 2000\text{K}$ at $x = 2.0\text{m}$
Case 8	$\Delta T = 5000\text{K}$ at $x = 2.0\text{m}$

3.3 评价指标

对于入射激波诱导边界层分离的问题,理论上的壁面压力分布曲线存在两次压力跃升,分别对应分离激波和再附激波,分离激波和再附激波之间的部分为分离区,这个区域的壁面压力值基本保持不变^[18]。因此,通常将分离区的长度定义为反射激波脚与初始入射激波脚之间的距离 L_{sep} 。同时,在Fukuda等^[19]的实验研究中,采用不可压形状因子 H_i 来描述超声速进气道内边界层的质量。 H_i 是不可压边界层位移厚度与动量厚度的比值,即 $H_i = \delta_i^*/\theta_i$ 。该形状因子对压流动仍然适用,是评价边界层稳定性的重要指标,并在相关边界层控制实验中广泛应用。 H_i 越大,则说明边界层速度剖面越不饱满,在逆压梯度下更容易发生分离。同时,流场畸变指数也是影响进气道抗反压能力的重要指标,畸变指数越小,则流场畸变程度越轻,进气道的抗反压能力越强,其定义为^[20]

$$D_M = \frac{\iint [\rho U^2 - (\rho U^2)_{average}] dA}{[(\rho U^2)_{average} A]} \quad (8)$$

在本文的分析中,采用 L_{sep} , H_i 和 D_M 来衡量边界层的质量,比较分离区的大小。

4 计算结果与分析

4.1 计算结果

表4为不同算例中激励区下游 $x=3.2\text{m}$ 处边界层的状态以及出口截面处的畸变指数。从表中可以看出,施加激励后,激励区下游边界层的不可压形状因子 H_i 减小,说明施加激励后边界层速度剖面更加饱满,抵抗分离的能力增强,从而减弱了下游的分离。同时可以看出,施加激励后分离点向下游方向移动,而再附点的位置基本保持不变,分离区长度 L_{sep} 减小。由于分离区的减小,流场出口畸变指数减小,提高了抗反压能力。

图6为 Case 1~5 中心流场的壁面压力曲线,从中可以直观的看出施加激励后压力平台区域明显减小。在干扰区上游施加激励(Case 2,3)的控制效果最好,在干扰区内部施加激励(Case 4)控制效果次之,而在干扰区下游施加激励(Case 5)分离区基本保持不变,对激波/边界层干扰基本没有影响。这是由于电弧放电会对流场产生扰动,改变流场的流动状态,从而抑制边界层的分离。因此在干扰区上游施加激励时会使边界层的质量增加,抵抗分离的能力

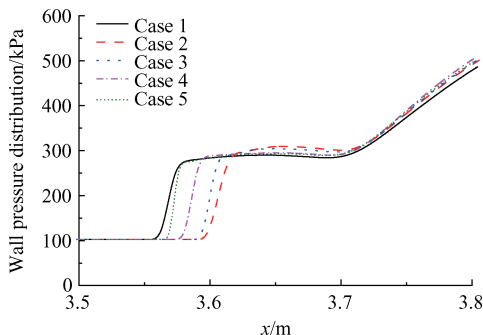


Fig. 6 Wall pressure distribution of Case 1 ~ 5

增强,但是在干扰区下游施加激励时并不能对干扰区前的边界层状态产生影响。在干扰区内部施加激励时,会提高分离泡内低能流体的动能,减弱了回流区的范围,从而使分离点后移。在 Case 3 中,由于激励区距干扰区较近,所以边界层未能充分发展,控制效果不如 Case 2。

图7是 Case 2,6~8 中心流场的壁面压力曲线,可以看出随着壁面温升的增大,分离区范围进一步减小,最大减小 40.6%,但是这个减小是有限度的,在 Case 8 中, ΔT 等于 5000K,由于温度过高,导致边界层内能量过大,提前发生分离。因此,可以得出在一定的范围内随着电弧放电输入能量的增大,其对激波/边界层干扰造成气流分离的控制效果不断增强,但是当能量超过某一限度时,会导致边界层内能量沉积,对边界层分离带来负面影响。

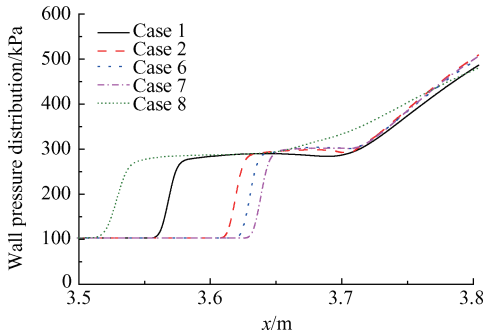


Fig. 7 Wall pressure distribution of Case 2, 6 ~ 8

图8是 Case 1 和 Case 2 分离区的流线图对比,可以看出施加激励后分离泡的高度和长度都明显减小,反射激波向下游移动。

4.2 控制机理探讨

根据热阻塞机理^[21],在气体流动过程中,加热会使气流加速,压力降低,从而使加热区域的质量流量密度降低。而电弧放电的温度较高,可以使来流的温度从 150K 迅速增加到 1000K 的量级,通道中热阻

Table 4 Flow conditions of different cases

Condition	$H_i(x=3.2\text{m})$	D_M (outflow)	Separation point/m	Reattachment point/m	L_{sep}/m
Case 1	1.156	2.225	3.5779	3.7136	0.1357
Case 2	1.145	2.161	3.6175	3.7181	0.1006
Case 3	1.151	2.163	3.6080	3.7185	0.1105
Case 4	1.156	2.157	3.5950	3.7143	0.1193
Case 5	1.156	2.223	3.5786	3.7124	0.1338
Case 6	1.143	2.160	3.6279	3.7185	0.0906
Case 7	1.142	2.159	3.6367	3.7172	0.0805
Case 8	1.161	2.277	3.5235	3.6779	0.1544

塞现象非常明显。

假设电弧等离子体高度沿 x 轴不发生变化,如图9所示。把电弧部分称为Ⅱ区,电弧和壁面的冷气流部分称为Ⅰ区。在截面1处,来流在Ⅰ区和Ⅱ区重新分配,而在1截面后两个区域的流动各自为一维问题,两个区域的联接条件是横截面上的压力平衡。因此通过两个区域的质量流量分别为

$$\dot{M}_I = A_I \sqrt{\frac{(P_0 - P_2)P_2}{RT_I}} \quad (9)$$

$$\dot{M}_{II} = A_{II} \sqrt{\frac{(P_0 - P_2)P_2}{RT_{II}}} \quad (10)$$

$$\frac{\dot{M}_I}{\dot{M}_{II}} = \frac{A_I}{A_{II}} \sqrt{\frac{T_{II}}{T_I}} \quad (11)$$

假设通道高为20mm,电弧区域高为5mm,冷气体的平均温度为110K,电弧的平均温度为1000K,所以

$$\frac{\dot{M}_I}{\dot{M}_{II}} \approx 12 \quad (12)$$

当加热量比较大时,绝大部分气流绕过电弧放电区,从外部流过,局部电弧通道内基本完全阻塞,因此可以将LAFPA的作用等效为一个不可穿透的虚拟型面。

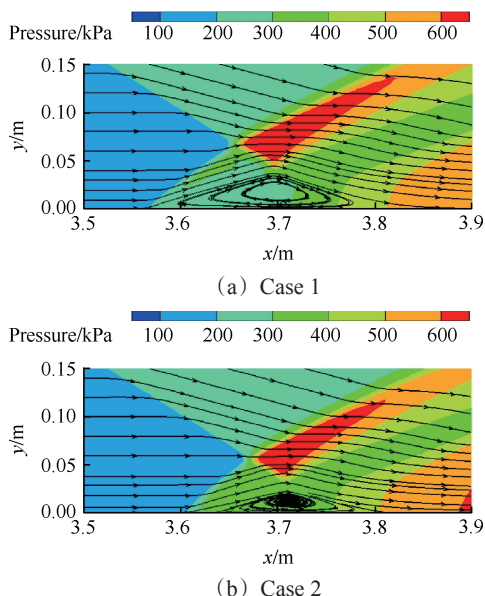


Fig. 8 Streamlines of separation region

对于算例 Case 6,电弧放电区温度为800K,通过式(11)得出 $\dot{M}_I/\dot{M}_{II} = 10.93$,在实际计算中,通过对两个区域的流量进行统计,得到 $\dot{M}_I/\dot{M}_{II} = 8.98$,两者之间的差距是由于电弧等离子体高度可能小于5mm,而且随着流向方向其高度还会发生变化,所以实际计算值偏小。图10为下壁面斯坦顿数云图,可以看

出加热区对流场的影响范围较大,同时在加热区前缘对流换热最为强烈,向周围扩展逐渐减弱。图11为加热区附近的流体焓云图和流线图,从中可以看出,流体流过加热区焓值增大,靠近加热区的流体焓增更为剧烈,同时流体流经加热区时向上偏斜,绕过加热区,这与图9的示意图类似,进一步证明了可以将LAPFA等效为虚拟型面的假设。

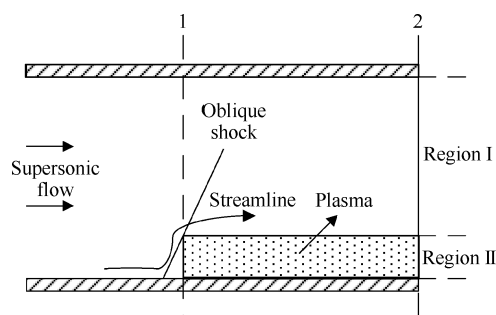


Fig. 9 Schematic of arc discharge

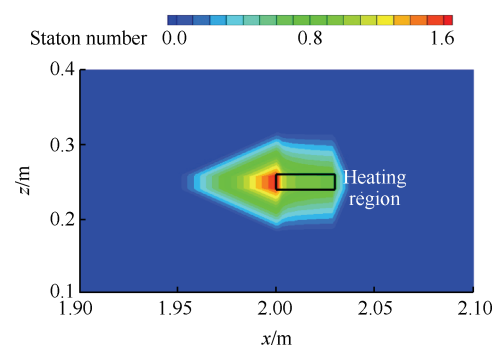


Fig. 10 Stanton number counter of the lower wall

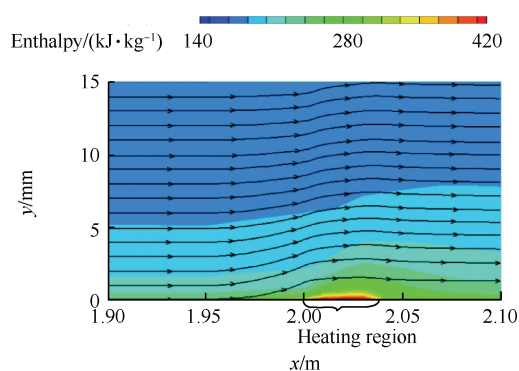


Fig. 11 Enthalpy counter and streamlines near the heating region

为了进一步探讨LAFPA对激波/边界层干扰控制的作用机理,选取Case2对其流场进行分析。图12为加热区局部的压力云图,可以看出由于电弧放电产生的虚拟型面,在加热区前缘诱导出一道斜激波,在其后缘又有一道膨胀波产生。

图13为中心线上加热区附近的壁面压力变化曲

线,在加热区的前缘造成了局部压力突增,随后压力逐渐降低,在后缘处又逐渐恢复正常。因此相应的可以得出在激励区附近的气体流动是个先减速后加速再减速的过程。

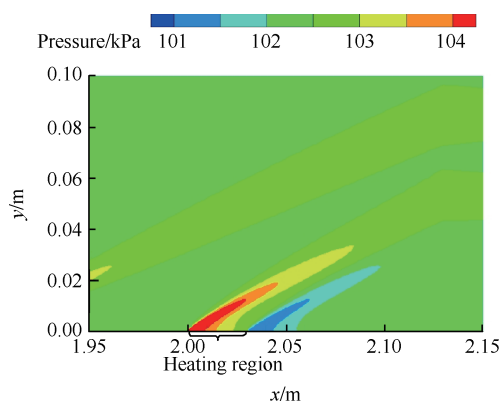


Fig. 12 Pressure contour near the heating region

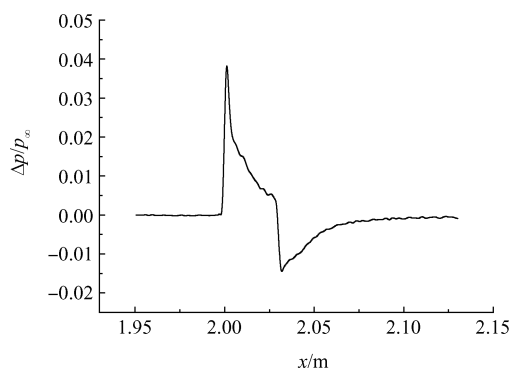


Fig. 13 Pressure change along centerline

图 14 和 15 分别为电弧放电作用区域后缘 y - z 切面和下壁面加热区域附近的涡量云图。从图中可以看出,在加热区形成两对旋向相反的漩涡,这一结果与 Yan^[7] 的计算结果类似。

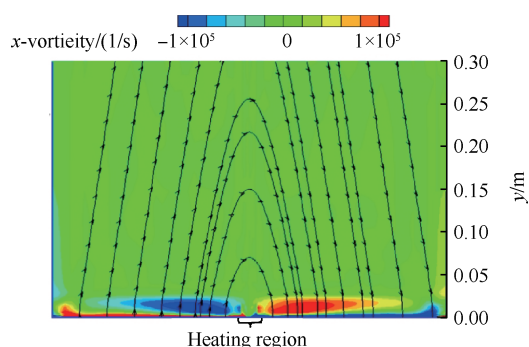


Fig. 14 Streamwise vorticity on the y - z plane through trailing edge

因此可以推断出电弧放电控制激波/边界层干扰的作用机理为:电弧放电产生的焦耳热使流场产生局部热阻塞,形成压力梯度产生一系列的流向涡,随

后漩涡向下游移动,在气流粘性的作用下诱导出更多的二次漩涡,这些漩涡与近壁面气体混合,增强了边界层外部动量较高的气体和内部近壁区域中动量较低的流体之间的混合,将能量传导壁面附近,使得边界层速度分布变得更加饱满,抵抗分离的能力更强,从而抑制或消除了激波/边界层干扰引起的气流分离。

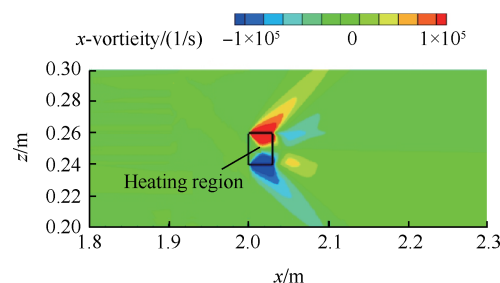


Fig. 15 Streamwise vorticity contour on the wall

5 结 论

本文利用数值计算的方法对 LAFPA 控制激波/边界层干扰所造成的气流分离进行了研究,得到以下结论:

(1)在干扰区上游和干扰区内部施加电弧放电激励能够有效的抑制气流分离,最大可使分离区减小 40.6%,而在干扰区下游作用时基本没有影响。同时在干扰区上游激励的控制效果要优于干扰区内部。施加激励后使得分离区长度减小,边界层质量提高,出口畸变指数降低。

(2)随着电弧放电能量的增加,控制效果不断增强,但是当达到某一限度时会产生相反的作用效果,这是由于输入能量过多导致边界层内能量沉积,边界层质量下降。

(3)LAFPA 控制气流分离的作用机理为:电弧放电产生的焦耳热在流场中造成局部热阻塞效应,等效为虚拟型面,诱导出一系列旋向相反的漩涡,增大了近壁面流体的动量,提高了边界层抵抗分离的能力。

参考文献:

- [1] Oorebeek J M, Nolan W R, Babinsky H. Comparison of Bleed and Micro-Vortex Generator Effects on Supersonic Boundary Layers[R]. AIAA 2012-0045.
- [2] 宗豪华,宋慧敏,梁 华. 纳秒脉冲等离子体合成射流特性实验研究[J]. 推进技术, 2015, 36(10): 1474-1478. (ZONG Hao-hua, SONG Hui-min, LIANG Hua. Experimental Study on Characteristic of

- Nanosecond Pulsed Plasma Synthetic Jet[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2015, 36(10):1474-1478.)
- [3] 苏伟仪, 张新宇, 张堃元. 洛伦兹力控制高超声速进气道边界层分离的数值模拟[J]. 推进技术, 2011, 32(1): 36-41. (SU Wei-yi, ZHANG Xin-yu, ZHANG Kun-yuan. Numerical Investigation of Lorentz Force Control on Hypersonic Inlet Boundary Layer Separation [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2011, 32(1): 36-41.)
- [4] Webb N, Clifford C, Samimy M. Preliminary Results on Shock Wave/Boundary Layer Interaction Control Using Localized Arc Filament Plasma Actuators[R]. *AIAA* 2011-3426.
- [5] Webb N, Clifford C, Samimy M. An Investigation of the Control Mechanism of Plasma Actuators in Shock Wave-Boundary Layer Interaction[R]. *AIAA* 2013-0402.
- [6] Webb N, Clifford C, Samimy M. Control of Oblique Shock Wave/Boundary Layer Interactions Using Plasma Actuators[J]. *Experiment Fluids*, 2013, 54: 1545.
- [7] Yan H, Gaitonde D, Shang J. Investigation of Localized Arc Filament Plasma Actuator in Supersonic Boundary Layer[R]. *AIAA* 2007-1234.
- [8] 王 健, 李应红, 程邦勤. 等离子体气动激励控制激波的机理研究[J]. 物理学报, 2009, 58(8): 5513-5519.
- [9] Schuelein E, Krogmann P, Stanewsky E. Documentation of Two-Dimensional Impinging Shock/Turbulent Boundary Layer Interaction Flow[R]. *DLR IB* 223-96 A 49, 1996.
- [10] Schuelein E. Skin-Friction and Heat Flux Measurements in Shock/Boundary Layer Interaction Flows [J]. *AIAA Journal*, 2006, 44(8): 1732-1741.
- [11] Maise G, McDonald H. Mixing Length and Kinematic Eddy Viscosity in a Compressible Boundary Layer [J]. *AIAA Journal*, 1968, 6(1): 73-80.
- [12] 蒋旭旭. 激波诱导边界层分离的研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2006.
- [13] 汪剑平, 翁甲辉. 阴极电子学与气体放电原理[M]. 北京: 清华大学出版社, 1980.
- [14] 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2001.
- [15] 秦曾衍, 左公宁, 王永荣. 2000 高压强脉冲放电及其应用[M]. 北京: 北京工业大学出版社, 2000.
- [16] 李应红, 吴 云, 梁 华. 提高抑制流动分离能力的等离子体冲击流动控制原理[J]. 科学通报, 2010, 55(31): 3060-3068.
- [17] Popov N A. Investigation of the Mechanism for Rapid Heating of Nitrogen and Air in Gas Discharges[J]. *Plasma Physics Reports*, 2001, (10): 886-896.
- [18] Babinsky H, Harvey J K. Shock Wave-Boundary Layer Interaction [M]. *Cambridge: Cambridge University Press*, 2011.
- [19] Fukuda M K, Hingst W G, Reshotko E. Control of Shock Wave-Boundary Layer Interactions by Bleed in Supersonic Mixed Compression Inlets [R]. *NASA CR*-2595, 1999.
- [20] Curran E T, Murthy S N B. Scramjet Propulsion [M]. *Reston: AIAA*, 2000.
- [21] 过增元, 赵文华. 电弧和热等离子体[M]. 北京: 科学出版社, 1986.

(编辑: 史亚红)