基于唯象模型的等离子激励诱导流场数值模拟

张攀峰 刘爱兵 王晋军

(北京航空航天大学 航空科学与工程学院，北京 100191)

摘 要：通过在 Navier-Stokes 方程组中添加体积力源项的方法，模拟了二维不可压流中等离子体激励器对周围流场的诱导作用.计算结果表明等离子体激励器在其下游会产生一股贴近物面的壁面射流，该射流各截面的速度型、最大速度衰减、射流宽度增长等均与典型的层流射流(壁面射流或二维狭缝射流)一致，表明等离子体激励对周围中性流体的诱导是一种势流影响.最后通过积分得到了等离子体诱导壁面射流的吹气系数，通过与传统吹气流动控制技术比较，指出目前等离子体激励产生的壁面射流吹气系数较小，仅适用于低速条件下的流动控制.

关 键 词：等离子激励器；唯象模型；数值模拟；流动控制

中图分类号：V 211.1^{+}9

文献标识码：A **文 章 编 号**：1001-5965(2010)01-0052-05

Numerical simulation on flow induced by plasma actuator based on phenomenological model

Zhang Panfeng Liu Aibing Wang Jinjun

(School of Aeronautic Science and Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: The flow induced by plasma actuator in two dimensional incompressible flow was simulated based on a phenomenological model, which was realized by adding the body force source term to the Navier-Stokes equations. The numerical results present that there is a wall jet formed downstream of the plasma actuator. The velocity profiles at different streamwise stations, the variation of the maximum velocity and the width variation of the wall jet are quit similar to the traditional laminar jet (wall jet or two dimensional slot jet), which indicates that the effect of the plasma actuator on the ambient neutral flow can be regarded as potential flow interaction. At last, the blowing momentum coefficient of the wall jet induced by the plasma actuator was obtained by integration, which was negligible compared with that of the traditional blowing flow control method. So the plasma actuator flow control method just can be applied in low speed flow at present.

Key words: plasma actuator; phenomenological model; numerical simulation; flow control

等离子体激励低速流动控制是近年来发展起来的一个热点研究领域.由于其具有无需气源管道、无需移动机械部件、宽频带、快响应以及功率消耗低等优势，自 90 年代中期被提出以来[1]，就受到众多研究者的广泛关注.

本文采用的等离子体激励是一种常温常压下通过介质阻挡放电 DBD(Dielectric Barrier Discharge)在物面上产生等离子体的方法，一般采用高频高压(1～10 kHz，5～10 kV)的射频电源进行激励.实验表明非对称的电极布置通过电离周围的中性气体，可以在物面上形成壁面射流，达到控制壁面边界层特性的目的[2].大量试验和计算已经证明了等离子体激励应用于控制内流和外流的潜在能力[3-7]，随着等离子体发生器技术的改

收稿日期：2009-03-13

基金项目：国家自然科学基金资助项目(10872021)；“十一五”国防预先研究资助项目；航空科学基金资助项目(2006ZA51013)

作者简介：张攀峰(1978－)，男，湖北武汉人，副教授，pfzhang@buaa.edu.cn.

进以及柔性电极的应用,等离子体激励流动控制技术将更广阔地应用到控制飞行器任意复杂表面的流动.

对于 DBD 等离子体激励器的计算目前有很多方法[8],但是由于空气动力学流场的计算本身存在流动转捩、分离、旋涡等复杂的流动结构,因此采用电场和流场耦合计算的方法计算量巨大.本文采用的是文献[9]提出的一种唯象模型,主要原理是采用试验和理论分析得到的电场力的范围及分布,直接将其添加到流场计算方程的源项中,从而模拟等离子体激励区域对整个流场的影响.文献[10]的数值模拟研究表明该唯象模型在模拟等离子体激励器流动控制方面可以得到与一阶近似模型相当的结果,作者前期也采用该模型进行了翼型流动控制的计算研究[6],取得了很好的效果.本文通过对静止及横流流场中等离子体激励诱导流场的数值模拟研究,对其产生的壁面射流特性以及吹气系数变化进行了深入的探讨.

1　计算模型与方法

由于介质阻挡放电产生等离子体的电源频率很高,因此在气动力作用时长下可以认为是定常作用,因此该唯象模型基于试验和理论分析.假设等离子体的作用区域为图 1 所示的宽度为 b,高度为 a 的直角三角形 OAB,在该区域内电场力呈线性分布,在原点 O 具有最大电场强度 E_0,在边界 OA、OB 及 AB 上截断电场强度为 E_b.

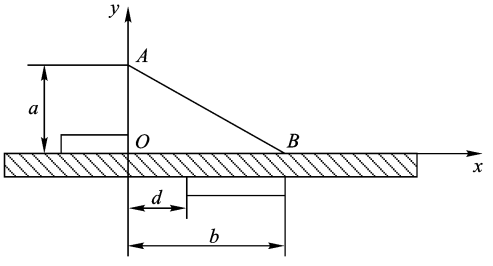


图 1　等离子体激励器及体积力作用区域示意图

整个三角形区域里面电场力平行于 AB 边界并呈线性变化,因此可以给出电场分布为

$$E(x,y)=E_0-k_1x-k_2y \tag{1}$$

式中,$E_0=U_0/d$(U_0 为激励电压;d 为电极间的距离);根据电场线性分布可知 $k_1=(E_0-E_b)/b$,$k_2=(E_0-E_b)/a$.通过式(1)中的电场强度分布,即可得到该区域内电场力的分布:

$$F_{\text{tave}}=\vartheta\alpha\rho_c e_c\Delta tE\delta \tag{2}$$

式中,ϑ 为施加电压的频率;α 为电荷碰撞效率因子;ρ_c 为电荷密度;e_c 为电子电荷常数;Δt 为激励电压的半周期;δ 为狄拉克函数[9].

流动通过求解二维不可压 Navier-Stokes 方程组得到,在动量方程中添加了体力力源项,方程组具体表达如下:

$$\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{C}}{\partial y}=\boldsymbol{D} \tag{3}$$

$$\boldsymbol{A}=[\rho \quad \rho u \quad \rho v]^{\mathrm{T}}$$

$$\boldsymbol{B}=\begin{bmatrix}\rho u\\ \rho u^2+p-\tau_{xx}\\ \rho uv-\tau_{xy}\end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{C}=\begin{bmatrix}\rho v\\ \rho uv-\tau_{yy}\\ \rho v^2+p-\tau_{yy}\end{bmatrix}$$

$$\boldsymbol{D}=[0 \quad F_{\text{tave}x} \quad F_{\text{tave}y}]^{\mathrm{T}}$$

计算中模拟了单个不对称介质阻挡放电电极在平板上诱导的流场,平板全长 20.5 mm,速度入口距离平板前缘 1 mm,电极距离平板下游 12 mm,计算域的高度为 10 mm,具体布置见图 2.计算中采用结构网格系统,节点数为 300×100,主要在等离子体产生区域及边界层内进行网格加密.计算中采用基本参数[9]:电压频率 $\vartheta=3$ kHz;电荷密度 $\rho_c=1\times10^{11}$ cm^{-3};电子电荷常数=1.602×10^{-19};均方根电压 $U_a=4$ kV;电场边界截止电压 $E_b=30$ kV/cm;放电时间 $\Delta t=67$ μs.电极的几何及工作参数根据试验的结果,取两电极间的距离 $d=0.25$ mm;三角形 OAB 的大小 $b=3$ mm,$a=1.5$ mm.由此就可以得到 $E_0=226.27$ kV/cm,$k_1=6.54\times10^2$ kV/cm,$k_2=1.308\times10^3$ kV/cm.代入式(2)中,即可求得图 2 三角形区域内各点的体积力.

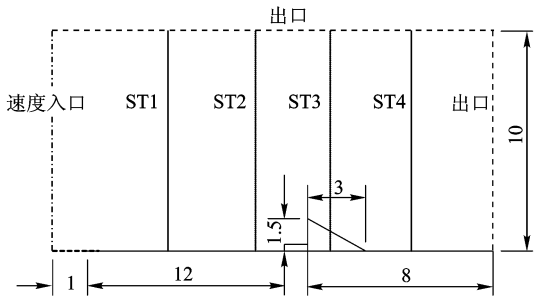


图 2　等离子体激励器的布置以及计算区域

2　结果与讨论

2.1　计算方法验证

图 3 给出了来流速度 $V=5$ m/s 时平板流向不同截面处的速度剖面.其中 ST1,ST2 分别为上游距离激励区上边界 −8.25 mm 和 −1 mm,ST3,ST4 位于激励区下游 0.9 mm 和 4.3 mm.可

见本文计算结果和文献[9]的计算结果十分吻合，很好地反映了单独不对称电极激励下等离子体对周围流体的诱导效果. 在靠近等离子体区域上游(ST2位置)，来流在等离子体区的诱导下边界层变厚，主流速度稍有增大；在等离子体区域下游(ST3位置)，形成了壁面射流，其厚度范围与等离子体产生区域的高度相当，在距离固壁1.5 mm范围内；在较远的下游(ST4位置)，射流向壁面压缩，形成了较强的壁面射流，最大速度达到来流速度的2.26倍.

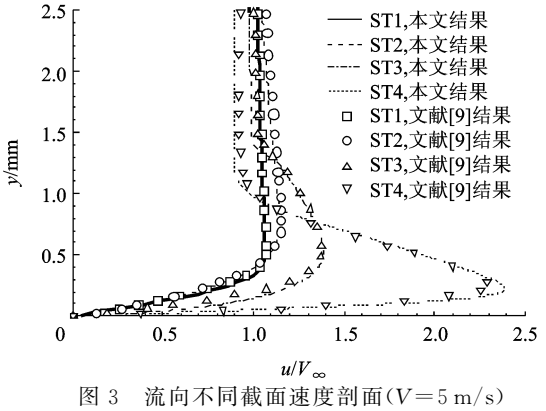


图3 流向不同截面速度剖面($V=5$ m/s)

除了前述的基本状态外，计算还给出了来流速度分别为2,4,5,10 m/s以及激励电压频率分别为2,3,4,6 kHz时对等离子体在ST4位置产生的壁面射流最大速度的影响(见图4和图5)，变化曲线也与文献[9]中的结果十分吻合. 随着来流速度的增大，由于等离子体本身功率的限制，诱导的最大速度比 u_{max}/V 逐渐减小，从2 m/s时的5.7倍左右到10 m/s时不到1.5倍. 这主要是由于本文所采用的等离子体激励器参数在静止环境下产生的最大诱导速度为10 m/s左右，因此来流速度增大到10 m/s之后，其对流场的加速作用不是十分明显. 而对于频率变化，主要影响等离子体激励的作用时间，反映到体积力上就是式(2)中的激励频率 ϑ 的变化. 随着激励频率的增加，等离子体对三角形区域流体的体积力线性增大，因此对

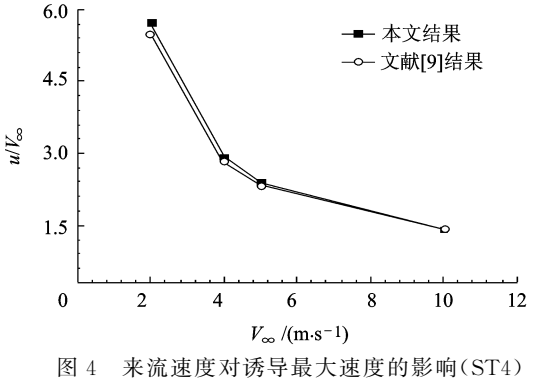


图4 来流速度对诱导最大速度的影响(ST4)

边界层诱导产生的加速作用也呈线性增大趋势.

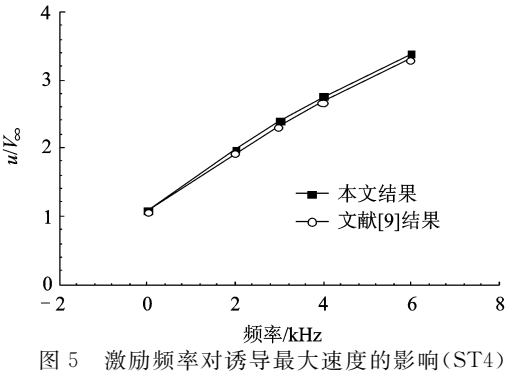


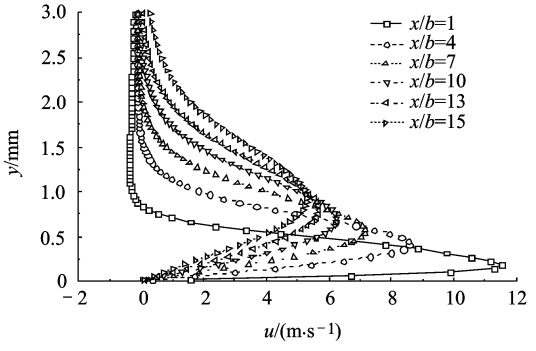
图5 激励频率对诱导最大速度的影响(ST4)

2.2 壁面射流特征

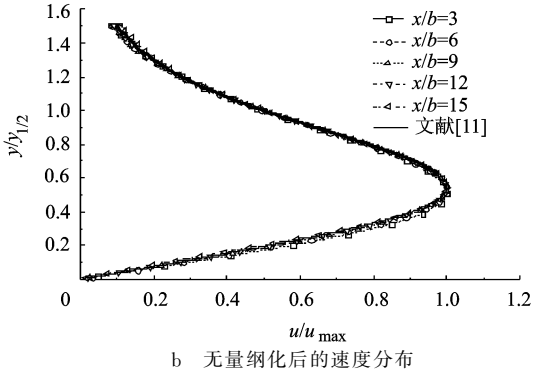
为了进一步研究等离子体激励下诱导产生的壁面射流特性，图6a给出了静止来流中激励参数 $\vartheta=3$ kHz，$U_a=4$ kV时激励器下游 $x/b=1\sim15$ 距离内典型流向位置速度剖面. 沿流向发展后壁面射流宽度有所增加，但基本上保持紧贴物面的2 mm之内，与等离子体激励区域的高度1.5 mm相当. 图6b是在图6a的基础上得到的各流向截面无量纲化后的速度型，其中速度采用壁面射流的最大速度 u_{max} 无量纲化，纵向位置采用基于 $u_{max}/2$ 的射流宽度 $y_{1/2}$ 进行无量纲化. 虽然图6a显示的流向各截面速度分布有所不同，但经过无量纲化后的速度剖面曲线满足自相似性，与文献[11]从理论上给出的层流壁面射流的速度剖面曲线完全重合，这说明等离子体激励产生的壁面射流为层流射流结构，因此若不考虑其引起的物面转捩现象，其对流动的干扰完全可以用势流干扰描述. 这一结果和文献[12]以及文献[13]采用皮托管和PIV(Particle Image Velocimetry)直接测得的等离子体诱导壁面射流特性是完全一致的.

对应于图6a中流向不同位置速度分布曲线，图7给出了速度剖面中最大速度 u_{max}，基于 $u_{max}/2$ 的射流宽度 $y_{1/2}$ 以及最大速度所在高度 $y_{u_{max}}$ 沿流向的变化. 从中可以看出等离子体诱导壁面射流随着流向的发展，其最大速度从等离子体区域下游边界的最大速度11.7 m/s，减小到15倍等离子体区域宽度下游的5.3 m/s. 文献[12]和文献[14]均采用热线测量了等离子诱导流场速度分布，为了避免高压电场击毁热线，它们的测试区域都在等离子体区域之外，结果得到在紧靠等离子体区域下边界有最大诱导速度；文献[15]采用PIV测量了包括等离子体区域的全流场范围内的速度分布，结果也表明在等离子体区域下边界有最大诱导速度，这些试验结果都与本文计算结果十分吻合. 壁面射流的宽度沿程逐渐增大，从最开

始的紧贴物面 $y_{1/2}/b=0.32$ 到最下游的 $y_{1/2}/b=1.12$. 这主要是由于等离子体区域呈三角形分布(见图 1),并且在贴近物面附近产生的体积力最大,因此其诱导的流动必定十分贴近物面. 随着射流向下游的发展,卷吸周围更多的静止流体进入到射流中,在动量守恒的条件下,其速度整体有所降低.



a　流向截面速度型



b　无量纲化后的速度分布

图 6　等离子体激励器下游速度发展

随着卷吸流体的增多,壁面射流的影响范围增大,反映在图 7 中即为射流宽度沿流向单调增加. 图 7 还给出了文献[16]从理论上给出的二维狭缝层流射流最大速度衰减以及射流宽度发展曲线,结果表明仅除射流初始区域($1<x/b<4$)计算得到的最大速度值偏小外,本文得到的壁面射流的发展趋势和层流射流理论值[16]相当吻合. 这更进一步证明了等离子体诱导壁面射流为层流射流的结论. 初始区域计算值偏小主要是由于理论值在原点附近狭缝宽度为 0 而射流速度趋于无穷大,而本文实际电极激励得到的壁面射流在等离子体区域的下边界($x/b=1$)即有相当宽度. 对于壁面射流最大速度位置 $y_{u_{max}}$,图 7 表明该值随着射流宽度的增加逐渐抬升,注意到图 6 中壁面射流速度剖面曲线除上半支根部外,其余部分保持上下对称,因此射流最大速度高度 $y_{u_{max}}$ 基本保持射流宽度 $y_{1/2}$ 的一半.

为了便于等离子体激励技术在流动控制中的应用,图 8 给出了本文研究的典型参数($\vartheta=$

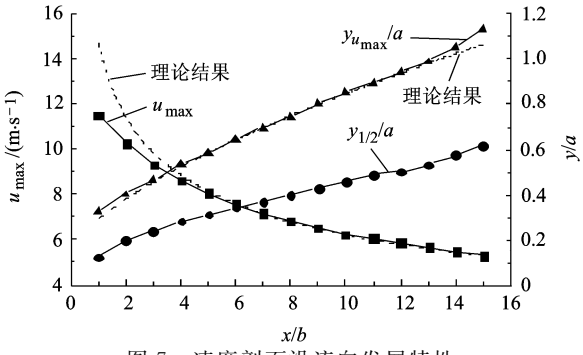


图 7　速度剖面沿流向发展特性

3 kHz,$U_a=4$ kV)时等离子体诱导壁面射流的吹气系数的变化,采用该系数便于将等离子体激励的控制参数与以往较为成熟的吹气流动控制方法相比较,从而综合等离子体激励器相关的工作参数、几何参数等诸多具体的物理量,得到一个较为统一的、便于应用中掌握的无量纲参数. 本文的吹气系数定义为

$$C_\mu=\rho\int_0^\infty u^2\,\mathrm{d}y\Big/\left(\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 b\right) \tag{4}$$

式中,U_∞ 选取和等离体速度相当值 10 m/s 作为参考速度,参考尺度选取三角形 OAB 的宽度 b. 得到的等离子体区域下边界的吹气系数为 $C_\mu=0.28$,随着沿程动量损失,最终吹气系数降至 0.19,基本达到普通吹气主动控制需要的流量. 但是对于航空领域较大的马赫数和参考尺寸($Ma=0.8$,$L=1\sim10$ m),吹气系数则下降到 O($10^{-5}\sim10^{-6}$),这也是目前等离子体激励控制仅能在较低速度下显示效果的原因. 若要将其应用到具体的航空工程领域,则需进一步改进等离子体产生技术,产生吹气系数更大的壁面射流.

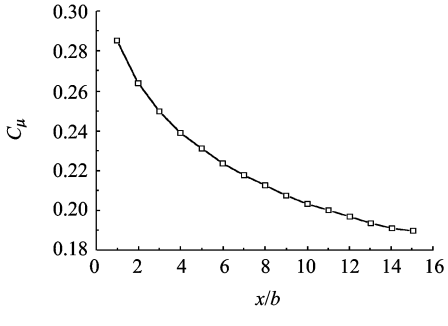


图 8　等离子体激励诱导壁面射流吹气系数

3　结　论

本文通过采用唯象模型——在 Navier-Stokes 方程组中添加体积力源项的方法,模拟了二维不可压流中等离子体激励器对周围流场的诱导作用. 通过对典型等离子体激励器在不同风速、不同激励频率下诱导流场的计算,得到结果与文

献[9]的计算结果完全一致，表明本文采用的计算模型与方法是可行的. 而后计算模拟了静止流场中等离子体激励器诱导产生的壁面射流，比较了该射流各流向截面的速度型、最大速度衰减、射流宽度增长等与典型层流壁面射流以及二维狭缝层流射流的异同，指出等离子体激励诱导流场是一种典型的层流壁面射流，其对周围中性流体的影响可以用势流干扰表示. 最后通过积分得到了等离子体诱导壁面射流的吹气系数，通过与传统吹气流动控制技术比较，指出目前等离子体激励产生的壁面射流吹气系数太小，仅适用于低速条件下的流动控制.

参考文献（References）

[1] Roth J R, Sherman D M, Wilkinson S P. Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma[R]. AIAA-98-0328, 1998

[2] Post M L, Corke T C. Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators[R]. AIAA-2003-1024, 2003

[3] 张攀峰，王晋军，施威毅，等. 等离子体激励低速分离流动控制实验研究[J]. 实验流体力学，2007，21(2)：35－39
Zhang Panfeng, Wang Jinjun, Shi Weiyi, et al. Experimental study on the separation control by plasma actuator in subsonic flow[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2007, 21(2): 35－39(in Chinese)

[4] 李应红，吴云，张朴，等. 等离子体激励抑制翼型失速分离的实验研究[J]. 空气动力学学报，2008，26(3)：372－377
Li Yinghong, Wu Yun, Zhang Pu, et al. Experimental investigation on airfoil stall separation suppression by plasma actuation[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2008, 26(3): 372－377 (in Chinese)

[5] 毛枚良，邓小刚，陈坚强. 常气压辉光放电等离子体控制翼型失速的数值模拟研究[J]. 空气动力学学报，2008，26(3)：334－338
Mao Meiliang, Deng Xiaogang, Chen Jianqiang. Numerical simulation of flow control past a stalled airfoil with OAUG-DP[J]. Acta Aerody Namica Sinica, 2008, 26(3): 334－338 (in Chinese)

[6] Zhang P F, Liu A B, Wang J J. Aerodynamic modification of NACA 0012 airfoil by trailing edge plasma gurney flap[J]. AIAA Journal, 2009, 47(10): 2467－2474

[7] Zhang P F, Wang J J, Feng L H, et al. Experimental study of plasma flow control on highly swept delta wing[J]. AIAA Journal, 2010, 48(1): 249－252

[8] Jayaraman B, Shyy W. Modeling of dielectric barrier discharge-induced fluid dynamics and heat transfer[J]. Progress in Aerospace and Science, 2007, 43(7/8): 193－217

[9] Shyy W, Jayaraman B, Andersson A. Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics[J]. Journal of Applied Physics, 2002, 92(11): 6434－6443

[10] Gaitonde D V, Visbal M R, Roy S. A coupled approach for plasma-based flow control simulations of wing sections[R]. AIAA-2006-1205, 2006

[11] Glauert M B. The wall jet[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1956, 1: 625－643

[12] Jukes T N, Choi K S, Johnson G A, et al. Characterization of surface plasma induced wall flows through velocity and temperature measurements[J]. AIAA Journal, 2006, 44(4): 764－771

[13] Corke T C, Jumper E J, Post M L, et al. Application of weakly ionized plasma as wing flow control devices[R]. AIAA-2002-0350, 2002

[14] Wilkinson S P. Investigation of an oscillating surface plasma for turbulent drag reduction[R]. AIAA-2003-1023, 2003

[15] Santhanakrishnan A, Jacob J D. On plasma synthetic jet actuators[R]. AIAA-2006-0317, 2006

[16] Schlichting H, Gersten K. Boundary layer theory[M]. 8th ed. NY: Springer, 2000: 177－180

（编　辑：李　晶）