

纳秒脉冲等离子体气动激励数值仿真

李凡玉, 李 军, 吴 云, 刘东健

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

摘 要: 从纳秒脉冲等离子体气动激励对流场的作用机理出发, 将其对流场的作用等效为热源对流场的快速加热, 建立了纳秒脉冲等离子体气动激励的空气动力学模型. 应用模型计算了单次纳秒脉冲等离子体气动激励下静止流场的响应, 计算结果表明: 纳秒脉冲等离子体气动激励可在静止流场中形成一个高温升压升区(716 K, 225.95 kPa)和一个低温升压升区(380 K, 131.7 kPa), 分别可诱导一强一弱两道压缩波, 压缩波后各有一道稀疏波. 压缩波与稀疏波同速向外传播, 传播速度开始较大(大于 400 m/s), 随着逐渐向外传播, 其传播速度逐渐减小(357 m/s). 压缩波经过的区域可诱导局部速度, 初期诱导的局部速度较大, 在激励器切向和法向可诱导 60 m/s 以上的局部速度, 随着压缩波的衰减, 诱导速度的能力减弱, 最大可诱导 10 m/s 左右的局部速度.

关 键 词: 等离子体气动激励; 纳秒脉冲; 介质阻挡放电; 冲击波; 诱导速度

中图分类号: V211

文献标志码: A

Numerical simulation of nanosecond pulse plasma aerodynamic actuation

LI Fan-yu, LI Jun, WU Yun, LIU Dong-jian

(Science and Technology on Plasma Dynamics Laboratory,
Aeronautics and Astronautics Engineering College,
Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China)

Abstract: A nanosecond pulse plasma aerodynamic actuation (PAA) kinetic model based on its effect on flow field mechanism was presented. The effect of nanosecond pulse PAA to flow field was represented by fast heating of thermal source. Simulation investigation of one pulse was performed under static flow field conditions. The simulation results show that the temperature and pressure rise abruptly in the narrow space in static flow field by nanosecond pulse plasma aerodynamic actuation. One zone is high (716 K, 225.95 kPa) and the other one is relatively low (380 K, 131.7 kPa). They induce a strong compressional wave and a weak compressional wave following a strong rarefaction wave and a weak rarefaction wave respectively. The compressional wave and rarefaction wave propagate to the far field together with a high speed (above 400 m/s) and then the speed reduced soon (357 m/s). Local speed is induced when the compressional wave passes by. The maximum induced local speed in the normal and tangential direction of actuator was above 60 m/s at beginning and soon reduced to about 10 m/s with the decay of compressional wave.

Key words: plasma aerodynamic actuation; nanosecond pulse;
dielectric barrier discharge; shock wave; induced velocity

表面介质阻挡放电(SDBD)产生的等离子体气动激励是一种新概念的主动流动控制技术,已经在飞行器增升减阻^[1-2]、发动机扩稳增效^[3]等方面取得了许多重要的研究进展。

等离子体用于流动控制的物理作用依据主要有3个方面:“运动效应”、“冲击效应”和“物性改变”^[4],因激励器放电时间尺度的不同而表现为不同方面。早期的研究工作主要集中在毫秒、微秒交流放电等离子体气动激励上,其流动控制的作用机理主要是“运动效应”,即产生近壁面射流诱导附面层加速,来达到抑制流动分离的作用^[5]。李凡玉等曾对该放电形式激励器其进行建模,并将模型应用于抑制压气机叶栅吸力面流动分离的数值仿真研究中^[6]。然而,毫秒、微秒交流放电等离子体气动激励器的诱导流速在几米每秒到十几米每秒的量级,仅仅对流动速度在50 m/s以下的流动分离有较好的抑制效果^[7]。随着研究的深入,对高速条件下的流动控制需求越来越大。

近年来,采用纳秒脉冲等离子体气动激励进行流动控制的研究越来越受到关注。与交流放电等离子体气动激励不同,其作用依据主要是“冲击效应”,即在电极上施加纳秒量级的短脉冲使气体放电,将能量集中在瞬间释放,使放电区域产生瞬间的温度升和压力升,在流场中产生强脉冲扰动^[8]。有研究表明纳秒脉冲等离子体气动激励有效作用的流场马赫数范围为0.05~0.85^[9]。纳秒脉冲等离子体气动激励的流动控制能力更强,扩展了等离子体气动激励的适用范围。

对于纳秒脉冲等离子体气动激励特性及其应用,国内外进行了许多研究。在数值仿真方面,文献[8]忽略放电加热过程,依据实验结果给定放电结束时等离子体区域的温度和压力,通过设定流场初始状态的方法模拟等离子体气动激励产生冲击波对流场的作用。结果与实验较为符合,但该模型完全忽略了等离子体对流场的加热过程,与实际物理过程相差较大。文献[10]考虑15种粒子和42个反应,利用多物理场耦合方法建立了二维等离子体动力学模型,对纳秒脉冲介质阻挡放电的放电特性及流场对激励的响应特性进行了数值仿真研究。该模型涉及方程多,消耗的计算资源大,并且对于复杂流场的流动控制问题的计算来说应用起来比较困难。

基于上述问题,本文从纳秒脉冲等离子体气动激励对流场的作用机理出发,建立了一种能够反映其“冲击效应”,并且可以较方便地应用于复

杂几何流场流动控制的简化模型,为研究机翼、平面叶栅及压气机内流场等离子体流动控制奠定基础。

1 物理模型

1.1 模型假设

纳秒脉冲等离子体气动激励器基本结构如图1所示。

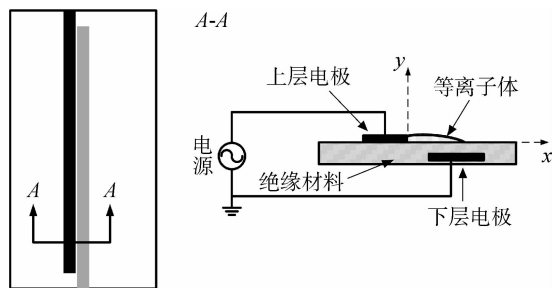


图1 纳秒脉冲等离子体激励器结构

Fig. 1 Structure of nanosecond pulse plasma actuator

上层电极为裸露电极,下层电极为植入电极,中间为绝缘材料。上、下电极板间施加高压电,使电极周围的空气发生电离而产生等离子体。在流动控制中所应用的激励器的展向尺寸比弦向尺寸通常大10倍以上,研究中忽略激励器的边缘效应,将激励器结构简化为一个二维模型,认为等离子体气动激励沿展向分布是均匀的。

本文将纳秒脉冲等离子体气动激励对流场的作用等效为时变的空间热源对流场的快速加热,通过在能量方程中增加热源项的方式将这种作用加入到流体控制方程中。

1.2 热源的空间时间分布

Suzan等在研究交流介质阻挡放电等离子体气动激励的模型时,将等效体积力的时空分布分开考虑^[13-16]。由于所采用的基本方程是一致的,本文采取同样的方法。

在等离子体区域,带电粒子在电场和压力作用下发生迁移与扩散形成粒子电流^[17]。认为放电产生的瞬间温升源于这种粒子电流产生的焦耳热,则热源项的空间分布服从于焦耳热的热功率密度的分布。

$$p_j = \sigma E^2 \quad (1)$$

其中 p_j 为焦耳热的热功率密度, E 为电场强度, σ 为等离子体电导率,它们的意义和求解方法参考文献[5]。采用分布中 p_j 的最大值进行归一化处理,得到热源项的空间分布 $S(x, y)$,它是一个与

激励器布局 and 尺寸相关的函数.

$$S(x,y)=\frac{\sigma E^2}{\max(\sigma E^2)} \tag{2}$$

其中 $\max()$ 代表取最大值.

考察典型的纳秒脉冲等离子体气动激励的放电电压-电流波形图,并计算得到功率随时间的变化,发现功率随时间的变化基本上呈现三角脉冲形.认为热源随时间的变化与功率随时间的变化趋势是一致的,将热源随时间的变化简化为一个峰值为 1 且上升时间与下降时间相同的三角脉冲,脉冲持续时间认为是激励的脉宽.时间分布函数 $S(t)$ 的示意图如图 2 所示.

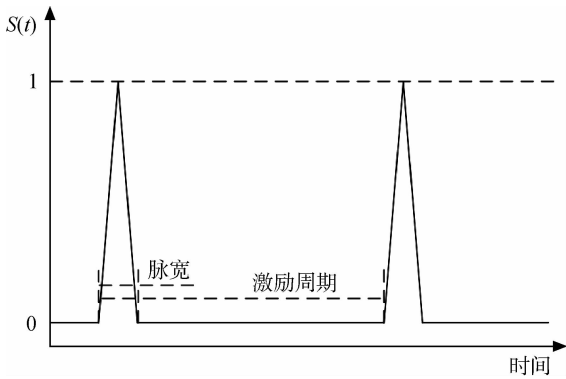


图 2 时间分布函数示意图

Fig. 2 Schematic of the time distribution function

热源的时间空间分布函数均为归一化函数,最大值为 1.由文献[8]的实验研究以及文献[10]的结果都表明,放电时激励器下层电极上方靠近上层电极的区域是温度和压力上升最剧烈的区域,也是热能释放的最主要区域.因此,纳秒脉冲等离子体气动激励的激励强度可由热源的最大值 $S_{\max}$ 表示,它是热源空间分布中最大值点在脉冲峰值时刻所达到的量值.对于不同激励强度的模拟,只需改变热源的最大值,不同的值代表不同的激励强度.

这样,热源的分布函数可表示为

$$S(x,y,t)=S_{\max}S(t)S(x,y) \tag{3}$$

其中 $S_{\max}$ 反映激励强度, $S(x,y)$ 反映激励器尺寸参数, $S(t)$ 反映激励脉宽与频率.将热源作为能量方程的源项,来模拟等离子体对流场的作用.

2 模型参数设定

本文参考文献[8]中的激励器及实验结果(脉宽为 50 ns,电压为 50 kV)设定模型参数.激励器上、下电极宽度为 5 mm,厚度为 0.05 mm,电极间

距为 0 mm.阻挡介质厚度为 0.3 mm,相对介电常数为 2.7.

测试结果表明该次实验使等离子体区域温度升高 400 K.由于放电和快速加热的时间尺度在纳秒量级,空气还未发生可见的运动,因此等离子体区域快速加热过程可以看作等容过程,可由温度改变量 ΔT 、脉冲时间 t 、比定容热容 c_v 和空气密度 ρ 来计算热源大小.在所研究的温度范围内 c_v 和 ρ 随温度的变化基本上呈线性关系,这里采用平均比定压热容 $\bar{c}_v$ 和平均密度 $\bar{\rho}$ 来计算.计算公式如下:

$$S_{\max}=\frac{\Delta T\bar{c}_v\bar{\rho}}{t/2} \tag{4}$$

经计算,最大单位体积热源取为 $7\times10^{12}\text{ W/m}^3$.

本次计算仅计算单次脉冲, $S(t)$ 可表示为

$$S(t)=\begin{cases} t/25 & 0\text{ ns}\leq t\leq 25\text{ ns} \\ 2-t/25 & 25\text{ ns}<t\leq 50\text{ ns} \\ 0 & t>50\text{ ns} \end{cases} \tag{5}$$

对于文献中的激励器尺寸,经过计算得到 $S(x,y)$ 的分布如图 3 所示,坐标与图 1 对应.

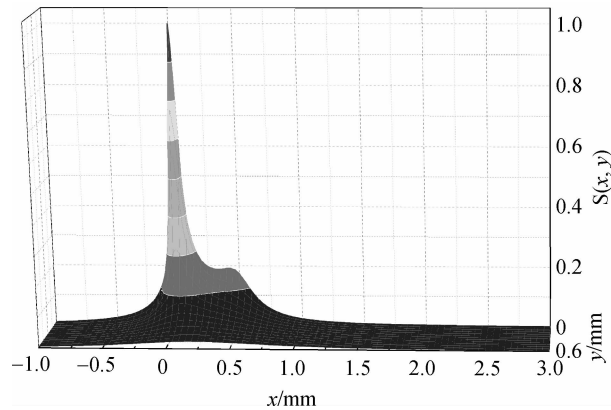


图 3 空间分布函数示意图

Fig. 3 Schematic of the spatial distribution function

采用 CFX-solver 求解带源项的 Navier-Stokes 方程组.设定零时刻压力为 101 325 Pa,温度为 300 K,流场中速度为 0 m/s.采用层流模型,非定常计算方法,激励脉宽为 50 ns,为保证施加脉冲及加热过程中的模拟精度,在脉冲加载过程中时间步长取为 1 ns,脉冲加载后到 1 μ s 时间步长取为 5 ns,1 μ s 以后采用变时间步长的方法逐步扩大时间步长,最终将时间步长固定为 0.05 μ s,总的计算时间为 15 μ s.为保证计算精度,单个时间步长内最大迭代步数为 60 步,收敛依据为均方根残差(RMS) <0.00001 .

采用结构化网格划分计算区域,网格划分方式如 4 图所示,网格数量为 20 万,近壁面处及施加激励处的网格采用了局部加密,第 1 层网格距离壁面厚度为 $1\mu\text{m}$. 壁面边界条件设定为无滑移绝热壁面,其余边界设定为远场边界.

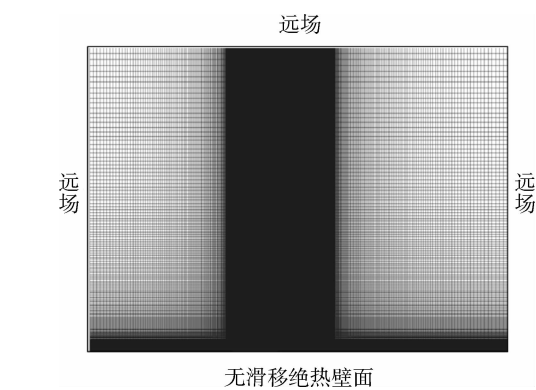


图 4 计算区域网格划分及边界条件

Fig. 4 Mesh and boundary condition of the computational domain

3 激励对流场的作用

3.1 施加脉冲后的初场

图 5(a)、图 5(b)分别为整个计算过程中温度和压力最大值出现时的温度分布和压力分布. 温度和压力最大值均出现在脉冲加载结束 10ns 后, 流场中的温度和压力均开始下降, 此时还未出现诱导流动, 在等离子体区域分别存在一个高温升压区和一个低温升压区, 两区域之间由一个温度梯度和压力梯度较大的区域平滑连接. 区域之外的温度和压力与环境温度和压力基本相当. 这与文献[10]中的计算结果是相似的.

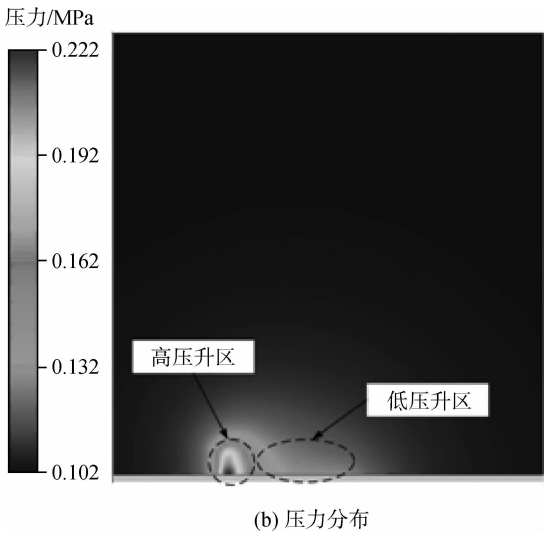
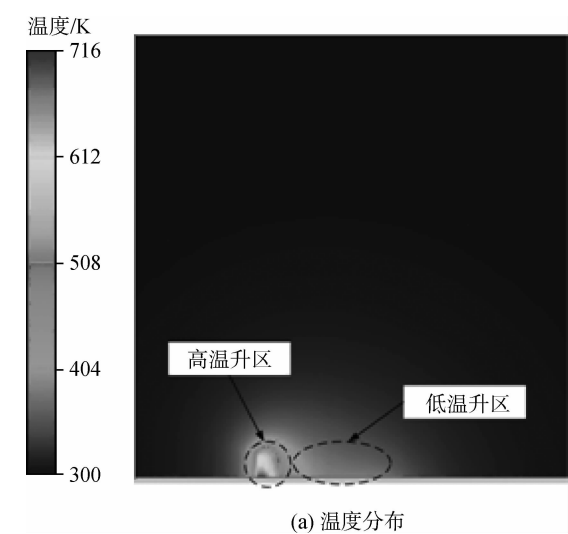


图 5 激励后流场的温度和压力分布

Fig. 5 Distribution of temperature and pressure after actuation

3.2 诱导冲击波特性研究

图 6 为采用本文的模型计算所得密度分布结果与实验结果[8]对比,分别为 $4, 8, 16\mu\text{s}$ 的结果. 图 6(a)、图 6(c)、图 6(e)为实验结果,箭头为冲击波位置. 可以看出:流场中存在一道圆弧型冲击

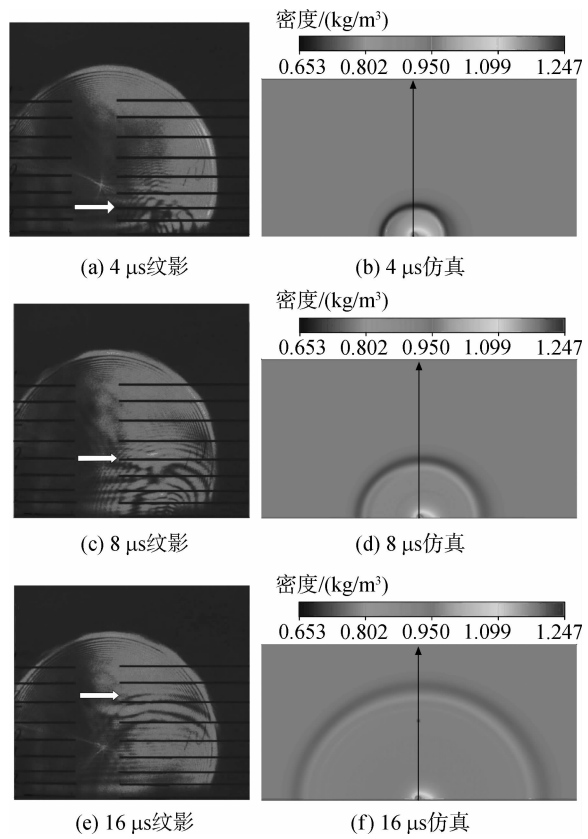


图 6 不同时刻的诱导冲击波

Fig. 6 Shock wave at different time scales

波,随着时间的推移,冲击波向外运动,强度逐渐减弱.从其运动发展的过程来看,仿真结果与实验吻合较好.

图7为从0.5 μs 到12 μs 空气密度和压力沿激励器法线方向(图6(b)、图6(d)、图6(f)箭头所示)的分布.可以看出:起初激励器上方附近空气密度和压力均较高,梯度也很大,说明冲击波较强,宽度较窄.随着时间的推后,冲击波向外运动,强度减弱,宽度变大,并且其后逐渐出现一个跟随冲击波运动的低压、低密度区域.

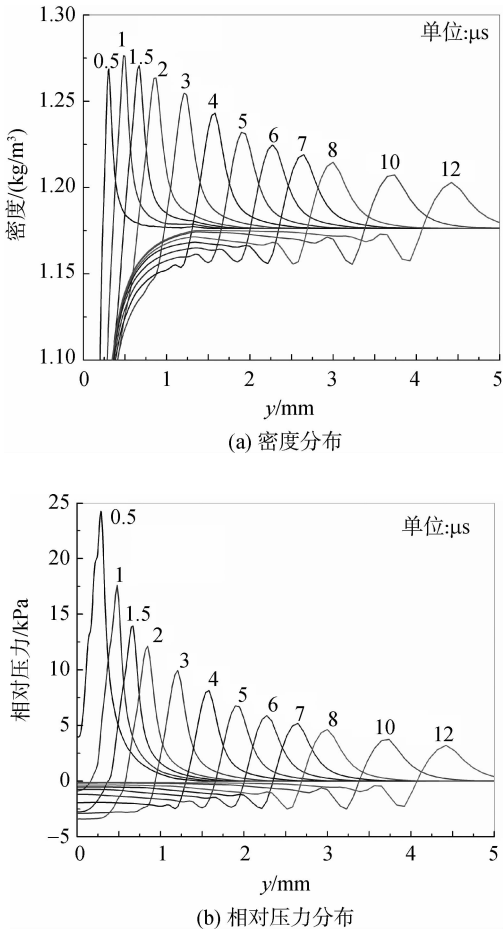


图7 不同时刻诱导冲击波位置

Fig.7 Location of shock wave at different time scales

图8为冲击波运动所引起的压力扰动,可以看出,冲击波所过之处形成一个高压窄带(压缩波),其后是低压窄带(稀疏波).稀疏波紧随压缩波运动,随着时间的推移,波的宽度逐渐减小,压缩波与稀疏波的最大压差也逐渐减小.在2 μs 时刻,可以看到在压缩波后的低压区布局明显不对称,其右侧(从图8(a)上看)有一个分叉,强度也比另一侧弱.随着时间的推移,压缩波的分叉逐渐消失,压缩波和稀疏波的形态均趋于对称.

产生上述现象,是由于放电产生等离子体的过程中产生大量的热量,对附近的空气进行急速加热,直接导致了该区域温度和压力的急剧上升.等离子体区域内压力急剧上升导致该区域边界热力学参数的突变,在边界上产生压缩波和稀疏波.压缩波与稀疏波同时形成,压缩波向外部未受扰动的区域运动,稀疏波向等离子体区域内运动.由于等离子体区域较薄,波源距离壁面很近,稀疏波很快到达壁面并且反射,向外运动,赶上向外运动的压缩波并且以相同的速度运动,出现了稀疏波紧随压缩波运动的情况.

由于在施加脉冲结束后流场中存在高温升压区和低温升压区两个热力学参数突变的区域,上述过程会在两个区域同时发生.高温升压区产生的扰动更强,压缩波也就更强(图8中实线),低温升压区产生的扰动较弱,产生的压缩波也较弱(图8中虚线).一强一弱两对压缩波-稀疏波相互作用,就会产生如下情况:

1) 强压缩波与弱压缩波在相交区域相互叠加,强压缩波被加强,叠加区域相对未叠加区域来说压力升高更大(图8(a)A区),压力梯度也更大,而且压缩波交叉区域会出现分叉现象(图8(a)B区).

2) 强压缩波与弱稀疏波在相交区域相互叠加,强压缩波叠加部分被减弱,压力增量减小,压力梯度也减小,因此产生了强压缩波压力分布不对称的现象(图8(b)C区).

3) 强稀疏波与弱压缩波在相交区域相互叠加,强稀疏波叠加部分被弱压缩波减弱,叠加区域压力下降较小,压力梯度也减小,因此产生了强稀疏波压力分布不对称的现象(图8虚线(c)D区).

4) 强稀疏波与弱稀疏波在相交区域相互叠加,强稀疏波被加强,叠加区域相对未叠加区域来说压力下降更大,压力梯度也更大,而且稀疏波交叉区域会出现分叉现象(图8(c)E区).

随着时间的推移,弱压缩波-稀疏波衰减较快,对强冲击波的影响减小,压缩波与稀疏波的形态趋于对称,文献[10]有相似的结果.

3.3 冲击波传播速度计算

冲击波传播速度直观上可根据其位置与时间的对应关系来计算时间间隔内的平均传播速度.图9中为实验和仿真中冲击波位置随时间的变化,可以看出,在认为起点一致的前提下,仿真得到的冲击波位置落后于实验测量的冲击波位置,该差异随时间变化逐渐增大,在2 μs 左右不再变化.

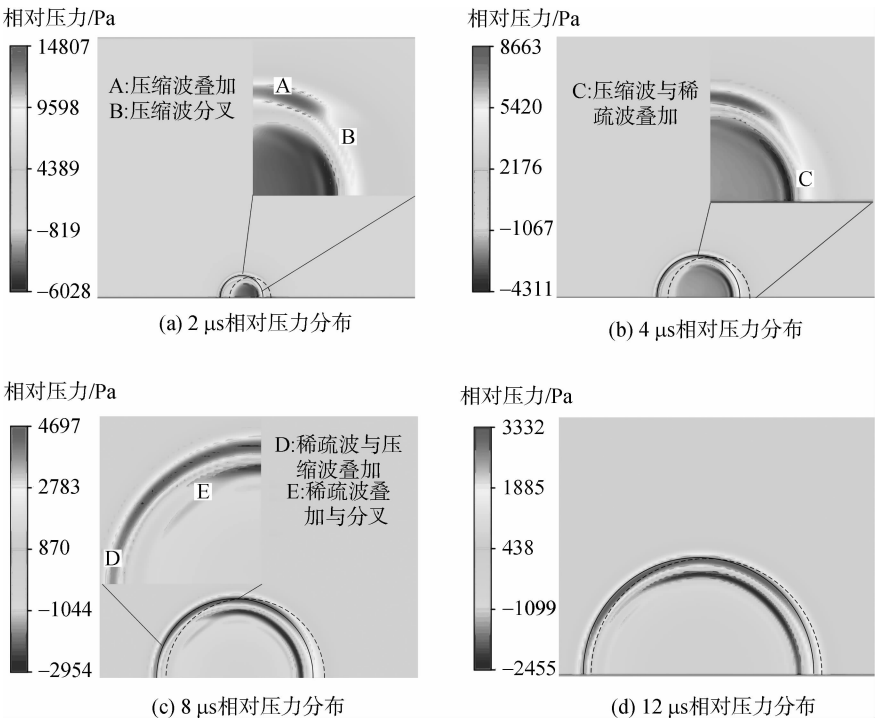


图 8 不同时刻的相对压力分布

Fig. 8 Relative pressure distribution at different time scales

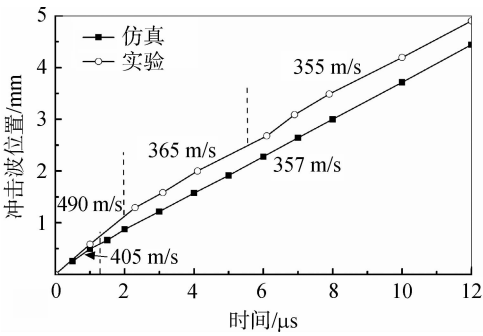


图 9 仿真与实验中不同时刻冲击波位置

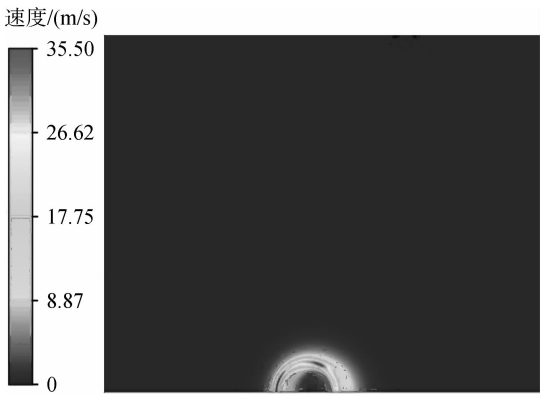
Fig. 9 Location of shock wave at different time scales in experiment and simulation

对这两组点分别采用分段线性拟合的方法得到拟合直线的斜率,即为冲击波的速度,拟合最大误差在 2.5% 以内. 对比实验和仿真结果可以看出, $2\mu\text{s}$ 以前波速相差较多,仿真结果比实验结果小, $2\mu\text{s}$ 之后仿真得到的波速基本与实验结果保持一致. 由于初始冲击波速度估计较低,使得仿真得到的压缩波位置落后于实验测得的压缩波位置,平均落后 0.5 mm . 产生这种现象的原因可能是模型模拟放电过程不够精确,在起始时间段仿真结果受模型简化影响较大,也可能与时间空间的零点选取误差有关.

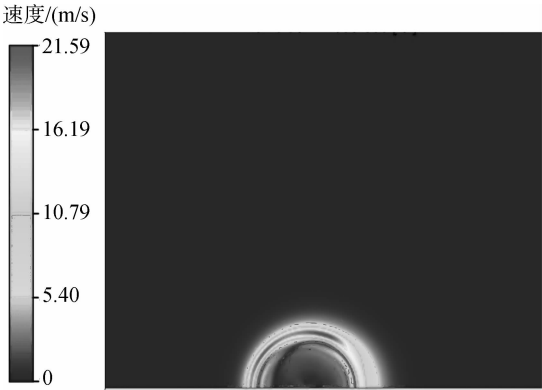
3.4 诱导速度分布

图 10 为不同时刻($2, 4, 8, 12\mu\text{s}$)流场的扰动

速度分布. 图 11 为 $8\mu\text{s}$ 时刻流场的局部速度矢量图. 可以看出, $2\mu\text{s}$ 时刻最大扰动速度为 35.5



(a) $2\mu\text{s}$ 速度分布



(b) $4\mu\text{s}$ 速度分布

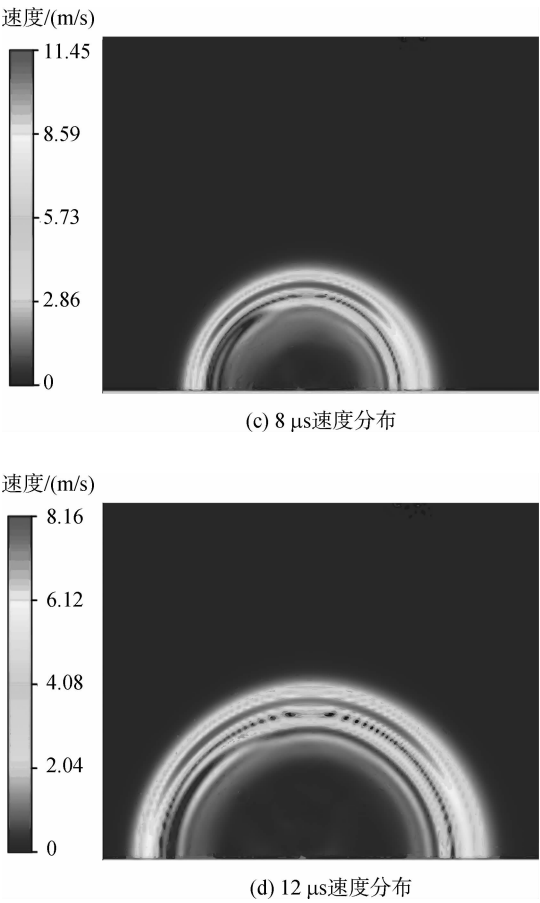


图 10 流场诱导速度分布

Fig. 10 Distribution of induced velocity

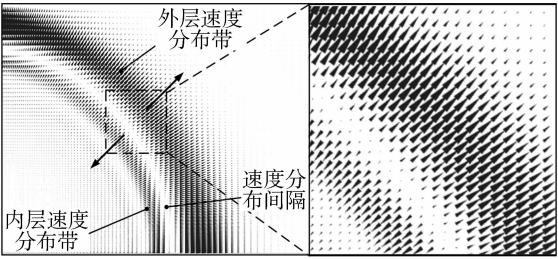


图 11 8 μ s 时流场局部速度矢量

Fig. 11 Distribution of induced velocity of local flow field at 8 μ m

m/s,随着冲击波的发展,流场速度峰值下降,到 12 μ s 时降低到 8.16 m/s. 速度以激励器为中心呈多层半环窄带状分布,外层速度分布带的速度方向指向背离激励器的方向,内层速度分布带的速度与相邻的外层速度分布带的速度方向相反,指向激励器的方向,中间有速度为零的间隔区域,远处扰动还未传播到的区域速度为零. 各个时刻的速度矢量分布与 8 μ s 时刻类似,只是最大速度值上存在差异.

图 12 为不同时刻流场的扰动速度分布,其中图 12(a)为速度在水平方向的分量 v_x 沿 x^+ 轴和

x^- 轴的分布,图 12(b)为速度在垂直方向的分量 v_y 沿 y^+ 轴的分布,图 12(c)为各个轴上不同时刻的最大诱导速度随时间的变化,各个轴线的具体位置见图 12 中轴线位置说明. 由于在 y^+ 方向上 v_x 和在 x^+ 、 x^- 方向上 v_y 基本为零,在这里没有研究.

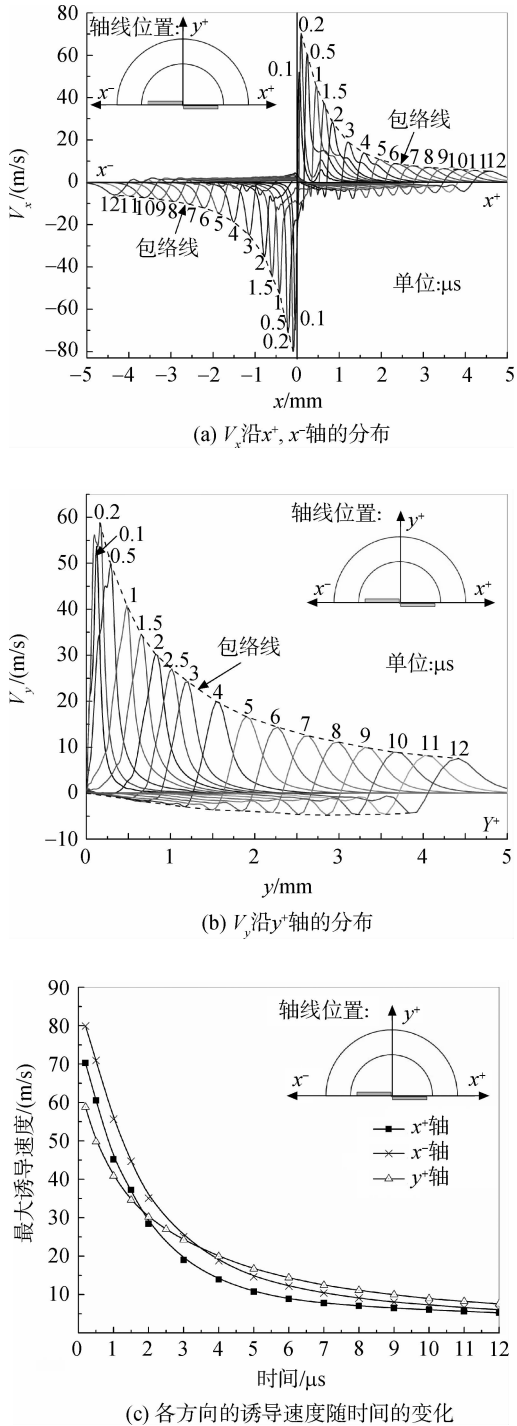


图 12 不同时刻流场的诱导速度分布

Fig. 12 Distribution of induced velocity of flow field at different times

从图 12(a)可以看出, x^+ 与 x^- 方向上的诱导速度基本上呈对称分布, $0.2\mu\text{s}$ 时刻诱导速度最大, x^+ 方向最大诱导速度约为 70 m/s , x^- 方向最大诱导速度约为 78 m/s , x^- 方向最大诱导速度比 x^+ 方向最大诱导速度略高. 在最大诱导速度出现的位置均在约 0.08 mm 处, 说明在很小的位移内气体的速度被加到很大, 最大诱导速度位置附近速度梯度也很大, 经过约 0.16 mm 的距离, 局部速度下降为最大诱导速度的 10% . 随着时间的推移, 两个方向上的诱导速度均开始下降, 速度梯度也逐渐降低. 诱导速度开始下降较快, 随后变得平缓, 达到 $12\mu\text{s}$ 时, 此方向上的诱导速度减小为最大诱导速度的 8% .

从图 12(b)可以看出, y^+ 方向上的诱导速度变化规律与 x^+ , x^- 方向上的诱导速度变化规律基本一致. $0.2\mu\text{s}$ 时刻诱导速度最大, 约为 60 m/s , 最大诱导速度出现的位置在约 0.12 mm 处, 最大诱导速度位置附近速度梯度也很大, 经过约 0.18 mm 的距离, 诱导速度下降为最大诱导速度的 10% . 随着时间的推移, 诱导速度开始下降, 速度梯度也逐渐降低. 诱导速度开始下降较快, 随后变得平缓, 达到 $12\mu\text{s}$ 时, 此方向上的诱导速度为减小为最大诱导速度的 13% 以下. 需要说明的是, 在 3.3 节中提到 $0.2\mu\text{s}$ 之前计算的冲击波速度比测量的冲击波速度要小, 说明模型在 $0.2\mu\text{s}$ 之前对冲击波的强度估计略低, 可以推测 x^+ , x^- 和 y^+ 方向上的实际最大诱导速度要比计算结果略高.

从图 12(c)中更可以清楚地看到各个方向上的诱导速度的大小及其随时间的变化情况. 3 个方向上的最大诱导速度有所差异, 是由于前面提到的强、弱压缩波-稀疏波相互作用引起压缩波和稀疏波强度不均匀造成的. 随时间的推移诱导速度逐渐减小, 速度变化率开始较大, 随后逐渐减小.

4 结 论

本文建立了纳秒脉冲等离子体气动激励的模型, 并对单次纳秒脉冲等离子体气动激励诱导静止流场流动进行了数值仿真研究. 首先, 对施加单次脉冲后还未产生任何诱导流动的流场进行研究; 其次, 对脉冲诱导产生的冲击波发展过程进行研究, 并计算了冲击波传播的速度, 与纹影拍摄的实验结果进行对比; 最后, 研究了激励诱导速度的分布情况及发展过程. 主要得到以下结论:

1) 施加单次脉冲后, 流场中分别存在一个高温升压升区和一个低温升压升区, 两个区域由一个温度梯度和压力梯度很大的过渡区域平滑连接.

2) 高温升压升区和低温升压升区分别可诱导一强一弱两道压缩波, 两道压缩波后各有一道稀疏波. 四道波相互叠加作用, 在不同的区域呈现加强与减弱的效果. 压缩波与稀疏波同速向外传播, 并逐渐衰减.

3) 冲击波的位置与时间的关系反映其传播速度. 冲击波传播速度开始较大, 随着逐渐向外传播, 其传播速度逐渐减小. 仿真得到的传播速度最初在 400 m/s 以上, 后期传播速度约为 357 m/s .

4) 冲击波经过的区域可诱导局部速度. 冲击波产生初期诱导的局部速度较大, 在激励器切向和法向可诱导 60 m/s 以上的局部速度. 随着冲击波的衰减, 诱导速度的能力减弱, 可诱导 10 m/s 左右的局部速度.

以上结果表明, 相对于毫、微秒交流放电等离子体气动激励来说, 纳秒脉冲等离子体气动激励能够对流场产生更强的激励扰动, 其控制流动的作用速度范围更广. 本模型能够对纳秒脉冲等离子体气动激励对流场的作用进行模拟, 在以上工作基础上将进一步对不同激励参数(激励强度、脉宽等)及重复脉冲频率下的激励特性进行数值模拟研究, 优化模型, 减小误差, 为将模型应用到压气机内流场等复杂流场的流动控制数值模拟研究中奠定基础.

参考文献:

- [1] Göksel. Steady and unsteady plasma wall jets for separation and circulation control[R]. AIAA 2006-3686, 2006.
- [2] Ogawara K, Nakatani N, Naka T, et al. Delayed feedback control for flow around wing using plasma synthetic jet actuator[R]. AIAA 2006-1406, 2006.
- [3] WU Yun, LI Yinghong, ZHU Junqiang, et al. Experimental investigation of a subsonic compressor with plasma actuation treated casing[R]. AIAA 2007-3849, 2007.
- [4] 李应红, 吴云, 宋慧敏, 等. 等离子体流动控制的研究进展与机理探讨[C]//中国航空学会第六届动力年会论文集. 北京: 中国航空学会动力专业分会, 2006: 790-799.
- [5] Moreau E. Airflow control by non-thermal plasma actuators[J]. Journal of Physics: D Applied Physics, 2007, 40(3): 605-636.
- [6] 李凡玉, 李军, 吴云, 等. 等离子体气动激励改善低速叶栅性能数值仿真研究[J]. 空军工程大学学报: 自然科学版, 2013, 14(2): 18-22.

LI Fanyu, LI Jun, WU Yun, et al. Numerical simulation

investigation on improvement of compressor cascade performance by SDBD plasma aerodynamic actuation[J]. Journal of Air Force Engineering University: Natural Science Edition, 2013, 14(2): 18-22. (in Chinese)

[7] 赵小虎,李应红,岳太鹏,等. 等离子体气动激励抑制高负荷压气机叶栅流动分离的实验研究[J]. 高电压技术, 2011, 37(6): 1521-1528.

ZHAO Xiaohu, LI Yinghong, YUE Taipeng, et al. Experimental investigation of separation flow control on highly loaded compressor cascade by plasma aerodynamic actuation[J]. High Voltage Technique, 2011, 37(6): 1521-1528. (in Chinese)

[8] Starikovskii A Y, Roupasov D V, Nikipelov A A, et al. Acoustic noise and flow separation control by plasma actuator[R]. AIAA 2009-0695, 2009.

[9] Roupasov D V, Nikipelov A A, Nudnova M M, et al. Flow separation control by plasma actuator with nanosecond pulse periodic discharge[R]. AIAA 2008-1367, 2008.

[10] ZHU Yifei, WU Yun, CUI Wei, et al. Modeling of plasma aerodynamic actuation driven by nanosecond SDBD discharge[J]. Journal of Physics: D Applied Physics, 2013, 46 (5): 355205.

[11] ZHU Yifei, WU Yun, CUI Wei, et al. Numerical investigation of energy transfer and fast gas heating of nanosecond pulsed DBD under atmospheric pressure [J]. Journal of Physics: D Applied Physics, 2013, 46 (49): 495205. 1-495205. 13.

[12] 朱益飞,吴云,崔巍,等. 大气压空气纳秒脉冲等离子体气动激励特性数值模拟与实验验证[J]. 航空学报, 2013, 34 (9): 2081-2091.

ZHU Yifei, WU Yun, CUI Wei, et al. Numerical simulation and experimental validation of plasma aerodynamic actuation based on nanosecond SDBD in air under atmospheric pressure [J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2013, 34(9): 2081-2091. (in Chinese)

[13] Suzen Y B, Huang P G, Jacob J D, et al. Numerical simulation of plasma based flow control applications[R]. AIAA 2005-4633, 2005.

[14] Suzen Y B, Huang P G. Simulation of flow separation control using plasma actuators[R]. AIAA 2006-0877, 2006.

[15] Santhanakrishnan A, Jacob J D, Suzen Y B. Flow control using plasma actuators and linear/annular plasma synthetic jet actuators[R]. AIAA 2006-3033, 2006.

[16] Suzen Y B, Huang P G, Ashpis D E. Numerical simulations of flow separation control in low-pressure turbines using plasma actuators[R]. AIAA 2007-937, 2007.

[17] 菅井秀郎. 等离子体电子工程学[M]. 张海波, 张丹, 译. 北京: 科学出版社, 2002.

[18] 赵青, 刘述章, 童洪辉. 等离子体技术及应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009.