

等离子体合成射流能量效率及工作特性研究*

王林 罗振兵[†] 夏智勋 刘冰

(国防科技大学, 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

(2013年1月6日收到; 2013年1月30日收到修改稿)

基于等离子体激励器工作过程中气体放电的焦耳加热作用, 并结合局部热力学平衡等离子体物理假设, 开展了等离子体合成射流三维唯象数值研究, 获得了完整工作周期内等离子体合成射流流场发展演变过程. 研究表明, 单次能量沉积建立的自维持周期性射流中存在有实现激励器腔体“充分”回fill的最大脉冲工作频率——饱和频率. 大的能量沉积、小的激励器出口直径和相同腔体体积下大的径高比都可以产生速度更高的射流, 而射流速度的提高会伴随有饱和频率的降低. 一个饱和周期内, 最多约有 16% 的初始腔内气体喷出, 吸气复原仅能实现初始腔体质量 90% 左右的回fill. 一个大气压条件下, 容性电源供能的等离子体合成射流激励器电能向气体热能和射流动能的转化效率分别约为 5% 和 1.6%.

关键词: 等离子体激励器, 合成射流, 能量效率, 饱和频率

PACS: 52.30.-q, 05.70.-a, 47.27.wg, 52.25.Kn

DOI: 10.7498/aps.62.125207

1 引言

流动控制技术是流体力学研究的前沿和热点, 高效的流动控制系统对于保证飞行器飞行安全性、改善飞行器操纵性和提高飞行器推进效率具有重要意义. 作为流动控制技术发展的核心问题之一, 流动控制激励器的设计水平和工作性能直接决定了流动控制技术的应用方向和应用效果. 近年来, 等离子体激励器以其结构简单、响应迅速、工作频带宽、适应多工况等优点正受到越来越多的关注, 极有可能成为流动控制技术的新突破.

目前广泛研究的等离子体激励器主要包括介质阻挡放电 (DBD) 等离子体激励器^[1]、直流/准直流电弧放电等离子体激励器^[2,3] 和等离子体合成射流激励器^[4](又称为火花放电式射流激励器或脉冲等离子体射流激励器). DBD 激励器进行流动控制的主要机理是电流体动力 (EHD) 效应. 由于 DBD 放电产生的电动力学体积力较小, 诱导形成的射流速度一般不会超过 10 m/s^[5], 对流场控制能力较弱, 因此 DBD 激励器的应用研究领域主要为低速、低雷诺数条件下的流动控制^[6-9]. 基于气体焦耳加热

效应的直流/准直流电弧放电, 通过对放电区域及附近气体进行快速加热, 在流场中形成具有涡流发生器效应的虚拟突起^[10,11], 从而改变高速流场结构, 可以实现超声速/高超超声速情况下的等离子体流动控制. 但是为产生显著的气体加热, 电弧放电需要巨大的功率输入^[12]. 等离子体合成射流激励器放电方式及工作机理不同于前两种激励器, 它由一个开有出口孔缝的绝缘腔体和一对电极组成, 放电是在小腔体内进行, 电加热作用使得腔内气体的温度和压力快速升高, 升温加压的腔内气体从出口高速喷出, 形成用于流场操控的等离子体射流, 之后由于高速射流的引射导致腔体负压以及腔内温度和压力的下降, 外部气体会重新充填腔体, 准备下一次射流的形成. 等离子体合成射流激励器结构及工作过程如图 1 所示. 除了具有一般等离子体激励器的共同特点外, 在流动控制中等离子体合成射流激励器还拥有自己独特的优势. 首先, 适量的功率消耗即可以获得高速合成射流. 目前计算和实验获得的等离子体合成射流速度均达到数百米每秒^[4,12]. 其次, 通过控制驱动电参数, 可以方便地实现激励器输出动量大小和工作频率的改变, 满足高速流场不同的控制需求.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11002161)、全国优秀博士学位论文作者专项基金 (批准号: 201058) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20104307110007) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: luozhenbing@163.com

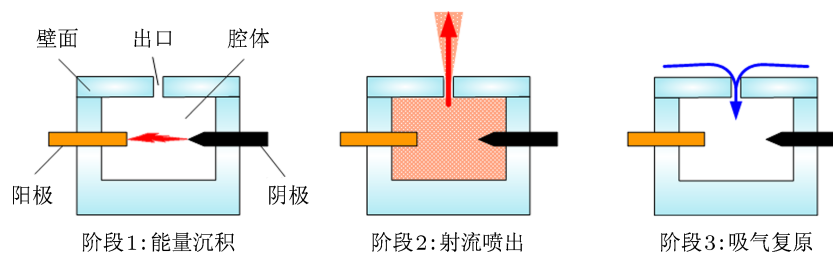


图1 等离子体合成射流激励器结构及工作过程

等离子体合成射流激励器是一种新的基于等离子体气动激励的主动流动控制装置. 目前, 美国约翰霍普金斯大学^[4,13-15]、德克萨斯州立大学^[12,16]、Rutgers 大学^[17]、法国宇航研究中心 (ONERA)^[18-20]、韩国 Ulsan 大学^[21] 及国内南京航空航天大学^[22]、空军工程大学^[23,24] 等单位相继开展了等离子体合成射流的理论分析、实验及数值模拟研究. 理论分析主要是建立了等离子体合成射流一维计算模型, 研究了放电结束时激励器腔体内压力和温度变化、射流冲量及反作用力大小、超声速流动维持时间及射流中心速度分布^[13,17]. 实验方面主要是基于纹影技术研究了瞬时射流流场结构、射流喷出持续时间、电参数和激励器结构参数对射流速度的影响、等离子体合成射流作为超声速流场主动流动控制的可行性验证及激励器放电特性的测量^[12,14,16,19-21]. 由于等离子体合成射流激励器空间狭小, 射流流场变化剧烈、温度高、速度梯度大, 不易于获得精确的实验测量结果. 尤其对于激励器能量转化效率、射流流场完整的周期性变化过程和射流动量大小, 目前还缺乏相应的实验结果. 数值模拟作为一种重要的研究方法, 目前在等离子体合成射流研究中主要是进行新的数值模型的论证和实验结果的再现^[4,15,18,22-24]. 激励器腔体内等离子体气体温度高^[14], 射流流动具有较强的三维特征^[21], 现已开展的数值模拟却没有考虑高温等离子体气体的物性变化, 大都是基于理想气体模型的二维研究. 因此, 发展新的模拟方法对于研究等离子体合成射流形成机理与工作特性具有重要意义.

等离子体合成射流技术牵涉到等离子体物理、流体力学、热力学、电磁学等多学科的交叉融合, 建立基于等离子体物理化学过程的精确等离子体合成射流计算模型非常困难, 也不便于工程计算. 在实验和理论分析的基础上, 提取影响等离子体合成射流的主要因素、忽略次要因素来建立唯象模型, 对开展等离子体合成射流数值研究十分必要.

考虑到等离子体合成射流产生的物理机制主要为气体放电的电加热作用, 因此可以将放电的能量沉积添加到控制方程的源项中, 从而模拟等离子体射流的形成. 虽然这种方法不能反映等离子体中各粒子间的相互作用, 但可以捕捉到射流的主要结构^[25]. 文献^[11, 26, 27]的研究结果也表明唯象模型在等离子体气动激励数值研究中具有较好的适用性. 本文即在火花放电物理过程的基础上, 采用在能量方程中添加源项的方式, 开展单次能量沉积等离子体合成射流的三维唯象模拟. 通过与实验结果的对比, 验证了本文所采用的计算方法的正确性, 获得了等离子体合成射流流场的发展演变过程, 并分析了能量沉积大小和激励器结构参数对流动特性的影响.

2 物理模型

2.1 基本假定

本文不考虑等离子体详细的物理化学过程, 仅将气体放电等效为一外加热源, 因此对火花放电等离子体做如下假定:

- 1) 火花放电等离子体处于局部热力学平衡状态, 流动和传热用 Navier-Stokes 方程描述;
- 2) 等离子体的热力学属性和输运特性由温度和压力确定;
- 3) 忽略重力的影响及放电过程中诱导磁场的影响;
- 4) 不考虑电极的烧蚀作用, 并且认为电极相当于一无限热沉, 温度保持为室温 (300 K)^[28];
- 5) 辐射是能量损失的主要形式, 并且可以采用净辐射系数进行计算.

局部热力学平衡高温等离子体的各种属性, 包括密度、定压比热、黏性系数、热导率等物性参数都是温度和压力的函数, 其随温度和压力的变化可以直接通过文献^[29]提供的拟合公式获得. 一个大气压条件下局部热力学平衡热等离子体的净辐

射系数由 Naghizade-Kashani 等^[30] 提供, 其他压强下的净辐射系数通过乘以 p/p_{atm} 得到^[31], p_{atm} 为标准大气压.

2.2 控制方程

采用在能量控制方程中添加源项的方式来模拟腔体内放电区域产生的能量输入/损失, 并结合上面的假设, 流场的三维非定常黏性流体控制方程组由连续方程、动量方程和能量方程组成:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho u_j = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ji}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho E + p) u_j \\ & = \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ji} u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \dot{q}_{\text{el}} - 4\pi \epsilon_N, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 ρ 为气体密度, p 为静压, x_i , x_j 和 u_i , u_j ($i, j = 1, 2, 3$) 分别表示 x , y , z 和矢量 \mathbf{V} 在 x , y , z 方向的分量, k 为有效导热率, T 为静温, τ_{ji} 为应力张量, \dot{q}_{el} 为火花放电的等离子体能量沉积源项, $4\pi \epsilon_N$ 为能量辐射损失, ϵ_N 为净辐射系数. 单位体积总能 E 为

$$E = \rho \left[e + \frac{1}{2} (\mathbf{V}\mathbf{V}) \right], \quad (4)$$

式中比内能 $e = p/(\gamma - 1)$, 比热比取为定值 $\gamma = 1.16$ ^[28].

前期的火花放电等离子体数值模拟中, 很多文献都采用了层流模型^[28,32], 而没有考虑湍流的影响. 在等离子体合成射流中存在有高的温度和速度梯度, 射流又会与周围环境大气产生强烈的相互作用, 所以等离子体合成射流一般处于湍流状态, 湍流对等离子体流动和传热特性、对等离子体的质量和热量输运起主导作用, 因此必须考虑湍流效应的影响. 本文选用考虑低雷诺数效应的重整化群 (RNG) $k-\epsilon$ 模型处理湍流^[31].

2.3 计算区域与边界条件

计算的数值模型如图 2 所示, 模型结构和尺寸与文献 [20] 中的实验模型一致. 计算区域包括激励器腔体、出口喉道和外部流场三个部分, 其中激励器腔体直径 $D = 4$ mm, 高度 $H = 4$ mm, 出口直径 $d = 1$ mm. 由于计算流场的轴对称性, 计算中仅选取 1/2 流场进行计算, 以节约计算机时. 考虑到高速、高温等离子体合成射流与外流场静止空气的

相互作用, 为消除边界设置对计算结果的影响, 将外部计算流场半径设为 100 mm, 顶部边界距离激励器出口高度为 250 mm, 均定义为压力出口边界条件, 其压力和温度分别为外界环境大气压力与温度. 底部边界定义为物面无滑移条件, 激励器腔体壁面设定为流固耦合面, 材料为氮化硼 (导热系数 $33 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), 腔体外表面与外部环境的热交换可表示为

$$\Phi = h(t_w - t_\infty), \quad (5)$$

式中 Φ 为有效传热热流密度. 根据腔体材料属性及静止大气表面传热特性^[33], 取传热系数 $h = 8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, t_w 为腔体壁面温度, $t_\infty = 300 \text{ K}$ 为环境大气温.

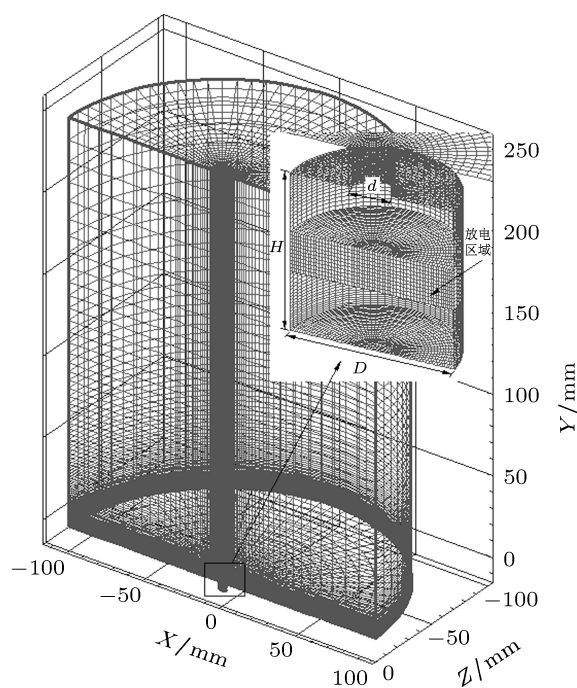


图2 计算区域及计算网格

计算中将气体放电区域单独定义为一控制体, 体积大小约为激励器腔体体积的 25%, 如图 2 所示, 仅在该区域内添加能量源项. 根据 Belinger 等^[20] 的实验结果, 容性电源在高气压 (1 atm) 小空间 (50 mm^3) 条件下单次火花放电能量 $E > 50 \text{ mJ}$ 时, 放电持续时间基本保持为 $8 \mu\text{s}$. 进一步假设在放电持续时间和放电区域内能量均匀分布, 则每次放电激励器腔体内放电区域的能量沉积表达式可以表示为

$$\dot{q}_{\text{el}} = \begin{cases} Q & t \leq 8 \mu\text{s} \\ 0 & t > 8 \mu\text{s} \end{cases}, \quad (6)$$

其中, Q 为放电能量中转化为气体热能的能量密度 (单位为 $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$), t 为时间.

为了考察网格对射流形成的影响, 分别采用了 20 万、30 万和 50 万三种不同疏密的计算网格, 结果表明对于中等密度网格和细网格, 放电结束后 $20\ \mu\text{s}$ 激励器出口附近密度场与实验结果符合较好, 因此本文所有计算均采用中等密度网格. 另外, 为了得到射流的精细流场结构, 对激励器出口附近网格进行加密, 第一层网格的垂向高度 $y = 2 \times 10^{-5}\ \text{m}$. 对三维非定常控制方程采用有限体积法进行离散, 空间项采用 Roe-FDS 格式离散, 对流项为二阶迎风格式, 黏性项为中心差分格式. 采用“双时间步”方法求解非定常过程, 时间离散格式为二阶精度的隐式格式. 计算时间步长取为 $2\ \text{ns}$, 每个时间步长内迭代 20 次, 使得所有变量迭代计算残差小于 10^{-4} , 以保证计算结果的收敛.

3 能量效率及工作特性分析

3.1 计算方法验证及气体加热效率分析

等离子体合成射流激励器工作过程中并非输入的所有电能均转化为腔内气体的热能. 相反, 大部分能量主要以电子能和分子振动能形式存在, 而没有转化为决定激励器腔体内温度和压力升高的分子转动能. 因此获得输入电能对腔内气体加热的能量利用效率 (向分子转动能的转化效率), 是开展等离子体合成射流流场特性数值研究的前提.

放电过程中腔内气体加热的能量利用效率受电源电路形式和激励器工作环境的影响. 实验结果表明, 相对于感性电源, 容性电源可以产生更高速度的等离子体射流, 具有更高的气体加热效率^[20]. 低气压 (4.7 kPa) 条件下, 脉冲容性电源供能的等离子体合成射流激励器用于气体加热的功率约为激励器输入总功率的 10%^[12]. 为获得标准大气压条件下激励器的气体加热效率, 本文研究了电能向热能转化效率分别为 3%、5% 和 10% 假定条件下的射流速度特性, 并将三种计算工况所获得的射流速度峰值和射流持续时间与相同条件下的实验和理论结果对比分析.

图 3 为射流速度峰值随放电能量大小变化的数值计算、实验和理论分析^[20] 结果对比. 由图可见, 随着放电能量的增加, 射流最大速度呈增大趋势, 而且 3% 和 5% 能量利用效率的数值模拟结果与文献^[20] 的实验和理论结果均较为接近. 图 4 为不

同能量利用效率的射流喷出持续时间的数值模拟结果与实验结果对比. 实验测得的射流喷出时间随放电能量增大而振荡增加, 振荡的产生主要是由于放电特性极易受电源电路参数和环境参数的影响而极不稳定所致^[34]. 图 4 的结果表明, 能量利用效率为 5% 的数值模拟结果在射流喷出时间上与实验值更为符合.

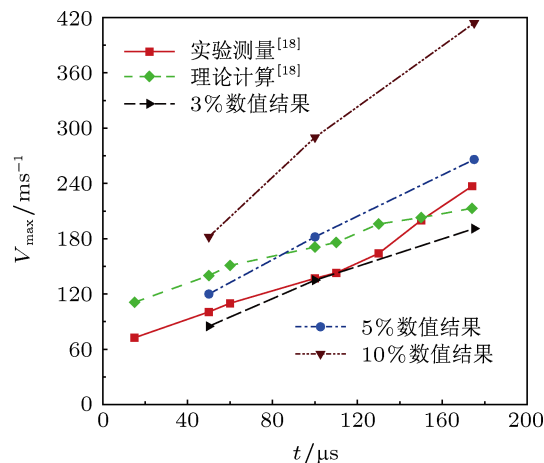


图 3 射流速度峰值随放电能量的变化

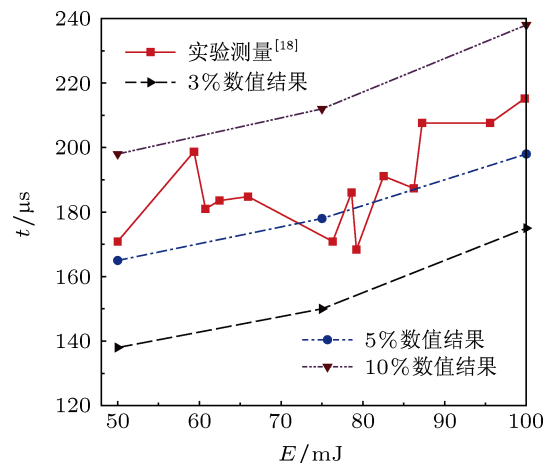


图 4 射流喷出持续时间随放电能量的变化

为进一步验证气体加热的能量利用效率, 本文还对比研究了放电能量 50 mJ, 放电结束 $20\ \mu\text{s}$ 后, 能量利用效率为 5% 的数值模拟和实验^[20] 获得的射流流场结构, 如图 5 所示. 结果表明计算所得的流场结构与实验结果基本一致. 这进一步验证了一个大气压条件下, 容性电源等离子体合成射流气体加热的电能利用效率约为 5%, 低于 4.7 kPa 条件下的理论结果. 因此, 可以认为气压的升高会降低等离子体合成射流激励器气体加热的能量利用效率.

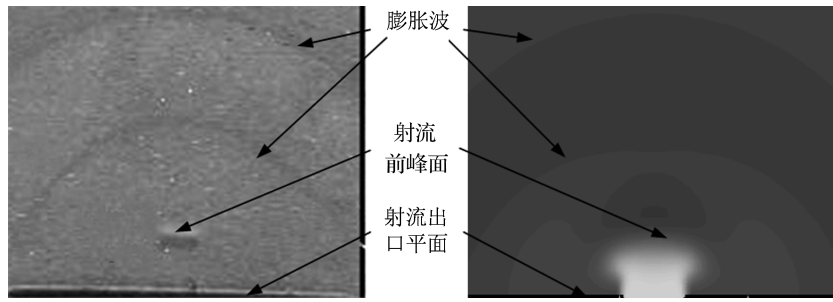


图5 放电结束 20 μs 后射流流场结构对比图

3.2 等离子体合成射流流场特性与饱和频率

本文选取放电能量 50 mJ 的激励器工况为研究对象, 以获得等离子体合成射流的流场结构及发展演变过程.

图 6 为不同时刻等离子体合成射流流场的速

度矢量和涡量云图. 由图 6(a) 可知当 $t = 8 \mu\text{s}$ 时, 即放电过程刚刚结束, 激励器出口平面已有明显的射流出现, 并且喉道处存在有强烈的流动剪切作用, 这表明激励器腔体内电加热作用引起的气体流动响应时间约为 $8 \mu\text{s}$, 这也符合文献 [12] 获得的 $10 \mu\text{s}$ 的实验结果. 当 $t = 35 \mu\text{s}$ 时, 射流速度达到最

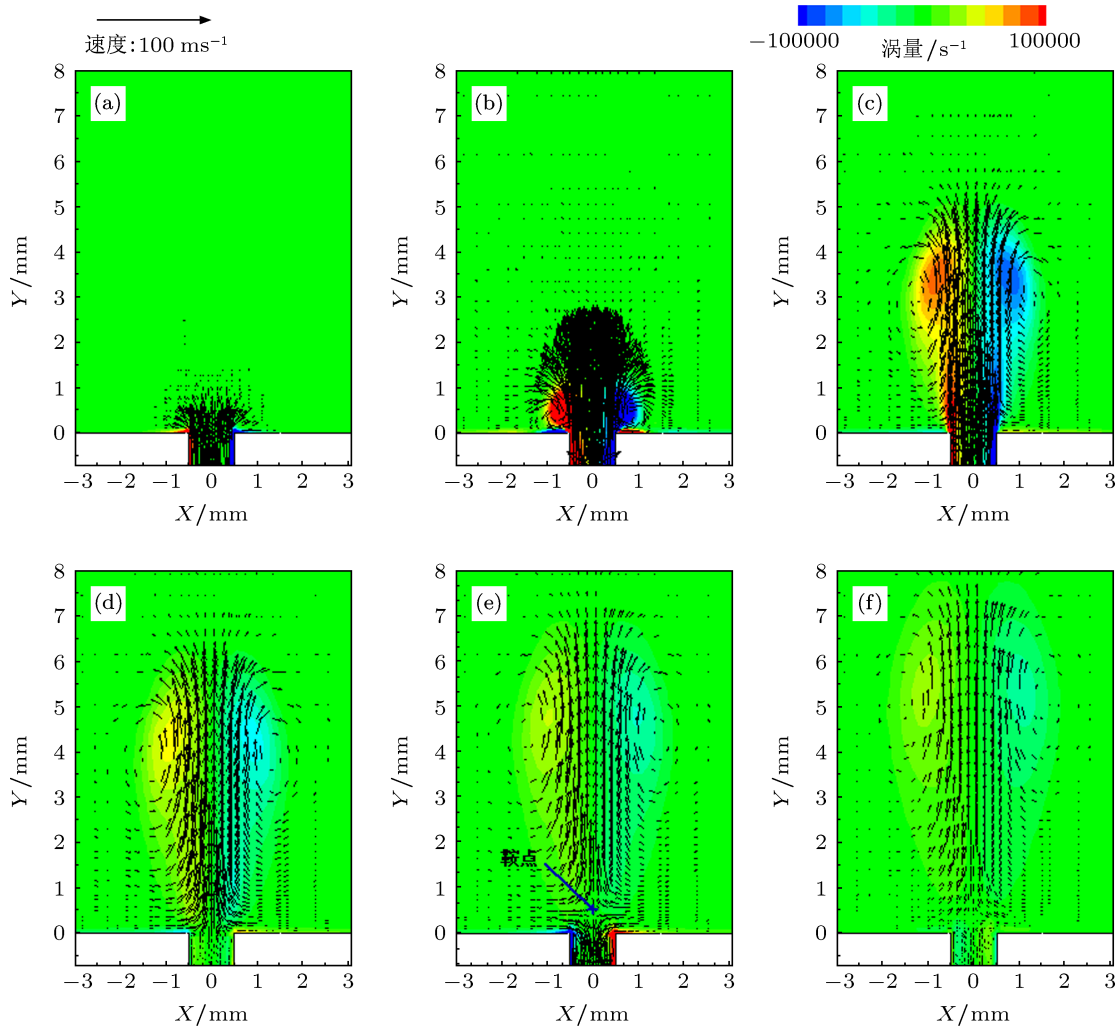


图6 射流速度矢量和涡量演变过程 (a) $t = 8 \mu\text{s}$; (b) $t = 35 \mu\text{s}$; (c) $t = 120 \mu\text{s}$; (d) $t = 165 \mu\text{s}$; (e) $t = 200 \mu\text{s}$; (f) $t = 265 \mu\text{s}$

大, 激励器出口两侧及喉道内的涡量也达到最大. 随着射流流场的发展, 出口处旋涡对在自身诱导作用下向下游运动, 同时由于与周围静止气体的摩擦和卷吸作用而耗散, 强度减弱, 射流速度降低, 如图 6(c). 当 $t = 165 \mu\text{s}$ 时, 射流喷出已基本结束, 旋涡强度和射流速度进一步降低, 旋涡对已远离激励器出口. 射流喷出完成后, 激励器腔体内出现相对真空, 外部气体开始回填腔体. 当 $t = 200 \mu\text{s}$ 时, 激励器腔体的回填速度达到最大. 在腔体回填过程, 流场中出现了零质量射流特有的流动特征——在出口下游形成流动“鞍点”. “鞍点”以上为向下游迁移的流动区域, “鞍点”以下为激励器腔体的回填流动区域. 当 $t = 265 \mu\text{s}$ 时, 腔体回填结束, 激励器完成一个工作周期.

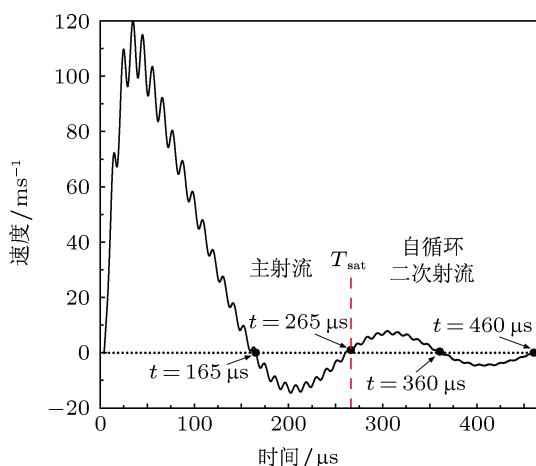


图 7 激励器出口平均速度变化过程

图 7 为激励器出口平均速度 (面积平均) 随时间的变化曲线. 由图可知, 激励器出口平面射流平均速度存在明显振荡, 并且速度越大振荡越明显. 当 $t > 265 \mu\text{s}$ 即激励器完成一个工作周期后, 又开始有新的射流喷出和腔体回填过程出现, 这表明当仅进行一次能量沉积放电时, 激励器会建立一个自维持的周期性工作过程, 而且其工作周期和速度峰值逐渐减小. 为保证激励器腔体内有足够的气体工质, 优化连续脉冲工作的射流特性, 需要合理选择激励器脉冲放电频率, 以实现激励器腔体的充分回填. 为此, 定义能够实现腔体充分回填的激励器最大工作频率为等离子体合成射流饱和频率 f_{sat} , 对应的主射流工作周期为饱和周期 T_{sat} . 据此推算, 放电能量大小为 50 mJ 的等离子体合成射流饱和频率 $f_{\text{sat}} = 1/T_{\text{sat}} \approx 3.77 \text{ kHz}$. 激励器工作频率不应大于饱和频率, 否则会导致两相邻周期的重叠, 降低吸气复原阶段腔体回填的气体质量, 导致腔体内放

电出现“哑火”^[12]. 当以小于饱和频率工作时, 也应以后续自维持周期结束点为新的放电起始时刻, 以避免自维持射流喷出阶段, 增大腔体复原进气质量.

3.3 射流速度与饱和频率影响参数分析

等离子体合成射流流场特性受输入能量参数和激励器结构参数的影响. 本文选取如表 1 中的计算算例进行等离子体合成射流参数影响规律研究, 其中 Case1—Case3 为不同能量沉积 (E) 大小下流场对比算例, Case2, Case4 和 Case5 为不同激励器出口直径 (d) 下流场对比算例, Case6—Case8 为相同腔体体积下不同腔体直径和高度之比 (径高比: D/H) 的流场算例.

表 1 等离子体合成射流流场计算算例

算例	E/mJ	D/mm	H/mm	d/mm
Case1	50	4.0	4.0	1.0
Case2	100	4.0	4.0	1.0
Case3	175	4.0	4.0	1.0
Case4	100	4.0	4.0	0.6
Case5	100	4.0	4.0	1.8
Case6	100	4.0	6.0	1.0
Case7	100	4.6	4.6	1.0
Case8	100	4.9	4.0	1.0

图 8—10 分别为不同能量沉积大小、不同激励器出口直径和相同腔体体积不同径高比条件下射流最大速度和饱和频率变化情况. 图 8 的结果表明随着能量沉积的增加, 射流速度峰值基本按线性增大, 饱和频率则呈先快后慢的趋势减小. 图 9 表明小的激励器出口直径可以产生速度更高、饱和频率较小的射流, 但随着出口直径的减小, 射流速度增速变缓, 这主要是由于小的出口直径使得边界层厚度对喉道处气流的阻塞作用变得显著, 而饱和频率仍以线性减小. 从图 10 中可以看出, 激励器腔体结构对射流特性具有重要影响, 即使在相同腔体体积条件下, 随着 D/H 的增加, 射流速度峰值增大、饱和频率变小, 初步认为这主要是由于大的激励器腔体直径使得高温高压的等离子体气体更快膨胀, 对喷出气流的加速效果更显著. 另外, 对比图 8 和图 10 中的 Case2 和 Case6 可以发现, 大的激励器腔体体积反而可以增大形成射流的速度, 这也符合文献 [21] 的实验结果及解释. 综合图 8—10 发现, 高的射流速度同时伴随有小的饱和频率, 这使得特定工况下同时提高射流速度和脉冲频率变得

矛盾.

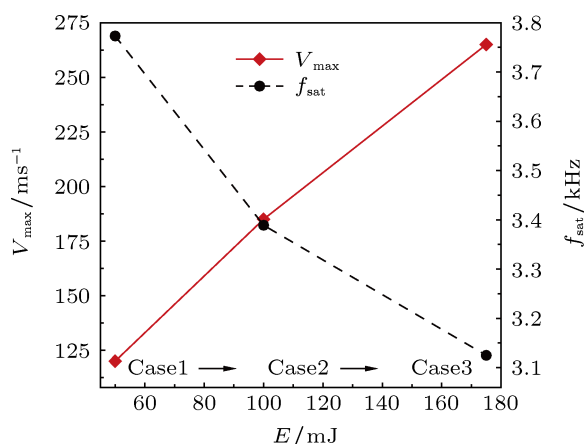


图8 不同 E 下的射流最大速度和饱和频率

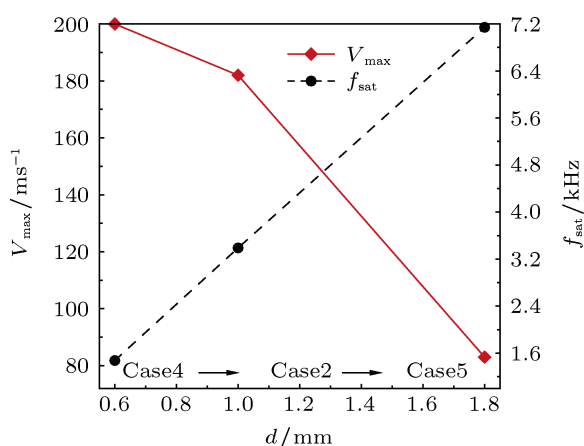


图9 不同 d 下的最大射流速度和饱和频率

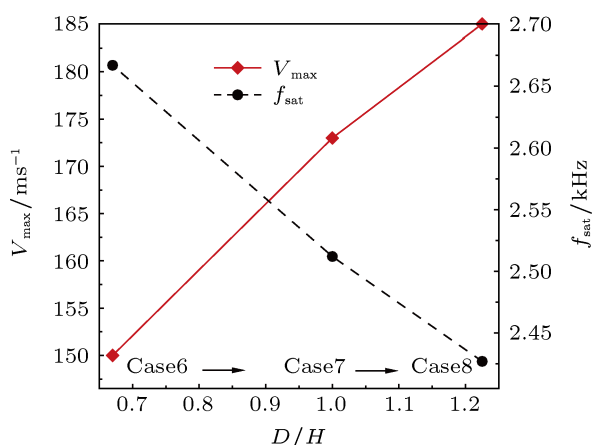


图10 相同腔体体积不同 D/H 下的射流最大速度和饱和频率

流量是射流速度和喷出流体质量的函数. 图 11 为在主射流工作周期中, 激励器腔体内剩余气体相对于初始气体质量分数随时间的变化. 由图可知对于本文选取的 8 个算例, 在整个射流喷出阶段, 最多约有 16% 的初始腔内气体喷出, 这也与一维理论计算结果基本一致 [4]. 而在吸气复原阶段, 腔体并没有完全恢复到初始状态, 仅达到初始腔内气体质量的 90% 左右. 其原因在于能量沉积导致的激励器腔体温度升高在吸气复原结束时并没有完全消除, 腔体内仍处于相对高压状态, 这也造成激励器连续脉冲工作频率无法大幅提高 [12], 因此需要改善激励器腔体的散热效果或采用新的腔体回fill方式 [35] 以增强射流强度、提高激励器工作频率.

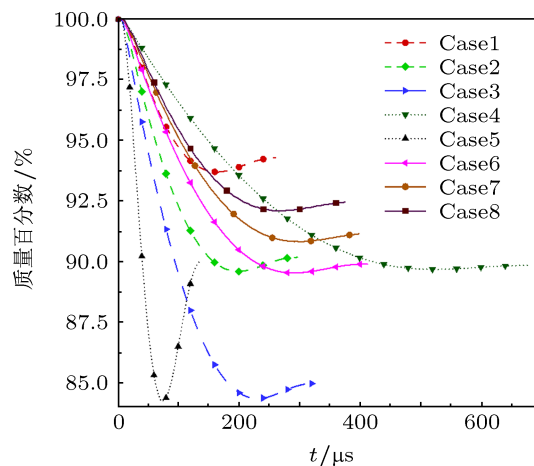


图11 不同条件下激励器腔体内剩余气体质量分数随时间的变化

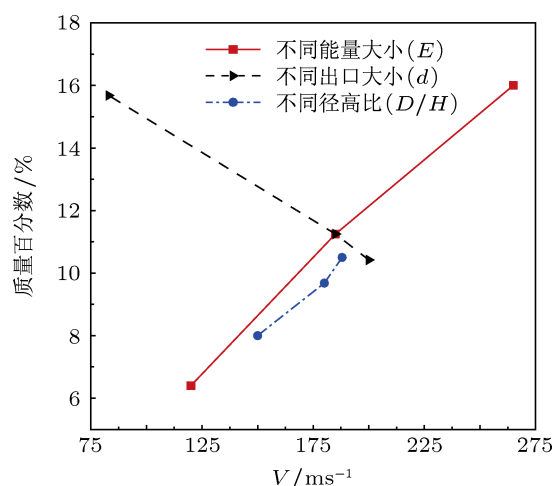


图12 最大气体喷出质量分数随射流速度峰值的变化

3.4 射流气体质量变化及能量效率分析

作为激励器控制能力的重要表征参数之一, 射

图 12 为各计算工况的最大气体喷出质量分数随射流速度峰值的变化. 由图可知, 不同能量大小和不同径高比条件下, 高的射流速度峰值伴随有大

的气体喷出质量, 即当激励器出口直径一定时, 高速射流对激励器腔体引射作用是气体喷出质量的主要影响因素. 而对于不同出口大小条件, 大的激励器出口直径虽然会降低形成射流速度, 但可以增加气体喷出质量, 而且可以增大激励器饱和频率 (如图 9). 因此为实现激励器不同应用需求的工作特性的优化, 需要合理选择激励器结构和电源参数.

定义激励器总的能量转化效率为喷出阶段总的射流动能 (E_{jet}) 与输入电能 (E) 之比, 即 $\eta = E_{\text{jet}}/E$. 射流总动能又可以表示为

$$E_{\text{jet}} = \int_0^{\tau} \frac{1}{2} \dot{m} u_j^2 dt, \quad (7)$$

其中 τ 为射流喷出持续时间, \dot{m} 为射流的质量流率, u_j 为射流瞬时速度. 计算结果表明各工况条件下激励器总的能量转化效率相差不大, 约为 1.6% 左右, 这也低于文献 [12] 中低气压条件下 4% 的理论计算结果. Narayanaswamy^[36] 以实验结果为根据指出, 在给定激励器工作环境参数和结构参数条件下, 放电输入能量大于一定值后, 电-热转化效率下降, 这必然会同时导致总的能量利用效率下降, 而本文所选取的各算例并未观察到这一规律, 激励器总的能量转化效率随输入电能的变化关系还需要进一步的研究.

4 结论

本文采用局部热力学平衡等离子体物理假设并结合火花放电气体加热的物理效应, 开展了等离子体合成射流气动激励唯象模拟. 文中提出了等离子体合成射流饱和频率这一重要参数, 并着重分析了激励器能量转化效率、射流流场结构和射流参数影响规律. 主要结论有:

1) 仿真结果与文献实验和理论分析结果对比表明, 本文所采用的等离子体合成射流唯象模型能够较好地模拟火花放电过程中的能量输入和转化过程, 可以真实反映射流流场结构;

2) 等离子体合成射流流场具有典型的零质量通量特征, 并且单次放电能量沉积可以建立一个射流速度峰值和工作周期递减的自维持工作过程; 在自维持工作过程中存在有激励器饱和频率, 该频率为实现吸气复原阶段腔体充分回流的激励器最大工作频率; 超过该频率, 会出现相邻脉冲射流周期的重叠, 导致腔体内放电的“哑火”;

3) 大的能量沉积和小的激励器出口直径可以产生速度峰值更大的射流, 在相同腔体体积条件下, 腔体径高比也会影响射流速度, 而且射流速度随着径高比的增加而增大; 射流速度增加会导致激励器饱和频率的减小, 即流动控制中对射流高速和高频的要求难以同时满足; 在整个射流喷出阶段最多约有 16% 的腔内初始气体喷出, 但仅能实现腔体初始质量 90% 的吸气复原; 相同激励器出口直径条件下, 高速射流更强的引射作用会增加气体喷出质量, 大的激励器出口直径虽然会降低射流速度, 但能够增加气体喷出质量, 增大射流饱和频率;

4) 一个大气压条件下, 容性电源供能的等离子体合成射流激励器用于产生气体加热的功率约为输入总功率的 5%, 输入电能转化为射流动能的总的能量转化效率约为 1.6%, 均低于 4.7 kPa 条件下的理论计算结果.

感谢意大利 Università di Bari 的 Capitelli M 教授提供局部热力学平衡等离子体物性参数拟合的数据修正, 感谢北京应用物理与计算数学研究所周前红副研究员关于电弧数值模拟的帮助.

- [1] Corke T C, Enloe C L, Wilkinson S P 2010 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **42** 505
- [2] Leonov S, Yarantsev D 2008 *J. Propul. Power* **24** 1168
- [3] Wang J, Li Y H, Cheng B Q, Su C B, Song H M, Wu Y 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 165503
- [4] Grossman K R, Cybyk B Z, van Wie D M 2003 *41st Aerospace Science Meeting and Exhibit* Reno Nevada, USA, January 6–9, 2003
- [5] Roth J 2003 *Phys. Plasmas* **42** 165503
- [6] Moreau E 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 605
- [7] Zhang P F, Wang J J, Feng L H, Wang G B 2010 *AIAA J.* **48** 249
- [8] Li Y H, Wu Y, Liang H, Song H M, Jia M 2010 *Chin. Sci. Bull.* **55** 3060 (in Chinese) [李应红, 吴云, 梁华, 宋慧敏, 贾敏 2010 科学通报 **55** 3060]
- [9] Li G, Li Y M, Xu Y J, Zhang Y, Li H M, Nie C Q, Zhu J Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4026 (in Chinese) [李刚, 李轶明, 徐燕骥, 张翼, 李汉明, 聂超群, 朱俊强 2009 物理学报 **58** 4026]
- [10] Wang J, Li Y H, Cheng B Q, Su C B, Song H M, Wu Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 55113 (in Chinese) [王健, 李应红, 程邦勤, 苏长兵, 宋慧敏, 吴云 2009 物理学报 **58** 5513]
- [11] Cheng Y F, Nie W S, Li G Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 060510 (in Chinese) [程钰锋, 聂万胜, 李国强 2012 物理学报 **61** 060510]
- [12] Narayanaswamy V, Raia L L, Clemens N T 2010 *AIAA J.* **48** 297
- [13] Haack S, Taylor T, Emhoif J, Cybyk B 2010 *5th Flow Control Conference* Chicago Illinois, USA, June 28–July 1, 2010
- [14] Ko H S, Haack S J, Land H B, Cybyk B, Katz J, Kim H J 2010 *Flow Meas. Instrum.* **21** 443

- [15] Cybyk B Z, Wilkerson J T, Grossman K R 2004 *2nd AIAA Flow Control Conference* Portland Oregon, USA, June 28–July 1, 2004
- [16] Narayanaswamy V, Raja L L, Clemens N T 2012 *AIAA J.* **50** 246
- [17] Anderson K, Knight D D 2012 *AIAA J.* **50** 1855
- [18] Caruana D, Barricau P, Hardy P, Cambronne J P, Belinger A 2009 *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando Florida, USA, January 5–8, 2009
- [19] Belinger A, Hardy P, Gherardi N, Naudé N, Cambronne J P, Caruana D 2011 *IEEE Trans. Plasma. Sci.* **39** 2334
- [20] Belinger A, Hardy P, Barricau P, Cambronne J P, Caruana D 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 365201
- [21] Shin J 2010 *Chin. J. Aeronaut.* **23** 518
- [22] Shan Y, Zhang J Z, Tan X M 2011 *J. Aero. Power* **26** 551 (in Chinese) [单勇, 张靖周, 谭晓茗 2011 航空动力学报 **26** 551]
- [23] Jia M, Liang H, Song H M, Liu P C, Wu Y 2011 *High Voltage Engin.* **37** 1493 (in Chinese) [贾敏, 梁华, 宋慧敏, 刘朋冲, 吴云 2011 高电压技术 **37** 1493]
- [24] Liu P C, Li J, Jia M, Wen B 2011 *J. Air Force Eng. Univ.* **12** 22 (in Chinese) [刘朋冲, 李军, 贾敏, 文彬 2011 空军工程大学学报 **12** 22]
- [25] Jayaraman B, Shyy W 2008 *Prog. Aerospace Sci.* **44** 139
- [26] Cheng Y F, Nie W S, Che X K 2012 *Chin. Sci. Bull.* **57** 2164 (in Chinese) [程钰锋, 聂万胜, 车学科 2012 科学通报 **57** 2164]
- [27] Zhang P F, Liu A B, Wang J J 2010 *Sci. China Tech. Sci.* **53** 2772
- [28] Ekici O, Ezekoye O A, Hall M J, Matthewa R D 2007 *J. Fluid Eng. ASME.* **129** 55
- [29] D'Angola A, Colonna G, Gorse G, Capitelli M 2008 *Eur. Phys. J. D* **46** 129
- [30] Naghizadeh-Kashani Y, Cressault Y, Gleizes A 2002 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** 2925
- [31] Zhou Q H, Li H, Xu X, Liu F, Guo S F, Chang X J, Guo W K, Xu P 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 015210
- [32] Akram M 1996 *AIAA J.* **34** 1835
- [33] Yang S M, Tao W Q 1998 *Heat Transfer* (Beijing: Higher Education Press) p5 (in Chinese) [杨世铭, 陶文铨 1998 传热学 (北京: 高等教育出版社) 第 5 页]
- [34] Greason W D, Kucеровsky Z, Bulach S, Flatley M W 1997 *IEEE Trans. Ind. Appl.* **33** 1519
- [35] Wang L, Luo Z B, Xia Z X, Liu B, Deng X 2012 *Sci. China Tech. Sci.* **55** 2225
- [36] Narayanaswamy V 2010 *Ph. D. Dissertation* (Austin: the University of Texas at Austin)

Energy efficiency and performance characteristics of plasma synthetic jet*

Wang Lin Luo Zhen-Bing[†] Xia Zhi-Xun Liu Bing

(*Science and Technology on Scramjet Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

(Received 6 January 2013; revised manuscript received 30 January 2013)

Abstract

Based on the Joule heating effect of gas discharge in the working process of the plasma actuator, the plasma synthetic jet is simulated with a three-dimensional phenomenological model, under the assumption of local thermodynamic equilibrium plasma. The flow field evolution process of the plasma synthetic jet during a whole cycle is obtained. The results show that in the self-sustained periodical jet built by a single energy deposition, there is a maximum pulse frequency—saturated frequency which could realize that the cavity is recovered sufficiently. Large energy deposition, small exit orifice diameter and high diameter-height ratio with the same cavity volume could induce higher speed jet, and the increase of the jet speed occurs concurrently with the decrease of the saturated frequency. During a saturated cycle, up to 16% of the mass in the cavity is expelled, but the recovery can only achieve about 90% of the initial mass in the cavity. Plasma synthetic jet actuator is supplied by a capacitive power supply at atmospheric pressure, the fractions of power that go into gas heating and jet kinetic energy are 5% and 1.6% respectively.

Keywords: plasma actuator, synthetic jet, energy efficiency, saturation frequency

PACS: 52.30.-q, 05.70.-a, 47.27.wg, 52.25.Kn

DOI: 10.7498/aps.62.125207

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11002161), the Foundation for the Author of National Excellent Doctor Dissertation of China (Grant No. 201058), and the Specialized Research Fund for the Doctor Program of Higher Education of China (Grant No. 20104307110007).

[†] Corresponding author. E-mail: luozhenbing@163.com