

亚微秒脉冲表面介质阻挡放电等离子体诱导连续漩涡的研究*

车学科[†] 聂万胜 周朋辉 何浩波 田希晖 周思引

(装备学院航天装备系, 北京 101416)

(2013年6月9日收到; 2013年7月30日收到修改稿)

使用粒子激光图像测速技术对亚微秒脉冲激励表面介质阻挡放电激励器连续产生诱导漩涡进行了实验研究, 给出了包含脉冲重复频率和漩涡频率的双频率激励模式的具体形式. 实验过程中出现了原发型与继发型两类示踪粒子空白区, 前者由放电释热的微爆炸作用造成, 使得诱导流动远离壁面, 能够减小壁面摩擦阻力的作用; 以暴露电极左侧继发型空白区被完全吹除作为重复启动激励的临界点. 为提高控制效果应采用尽可能高的脉冲重复频率, 漩涡时间内脉冲数量应大于 10, 最大诱导速度随脉冲数量增大而增大, 但动量传递效率降低. 使用亚微秒脉冲激励具备释热、体积力两种作用机理.

关键词: 双频率亚微秒脉冲, 表面介质阻挡放电, 连续漩涡

PACS: 47.32.-y, 47.32.Ff, 52.77.-j, 52.80.-s

DOI: 10.7498/aps.62.224702

1 引言

表面介质阻挡放电 (surface dielectric barrier discharge, SDBD) 是一种重要的大气压放电形式, 可以作为电流体力学激励器用于控制内外流动, 在飞行器转捩分离控制、激波控制以及降低表面摩擦阻力等方面具有很大的应用潜力^[1].

一般认为表面介质阻挡放电等离子体主要有力、热两种效应传递能量, 通过体积力加速和诱导漩涡相干作用实现对自由来流的控制. 体积力加速作用目前研究得最多, 但是由于等离子体功率水平低, 可产生的诱导射流速度低 ($< 10 \text{ m/s}$)^[1], 导致可控来流速度小, 雷诺数低^[2,3]. 通过诱导漩涡与主流相互作用, 将主流能量补充到边界层中, 或者触发层流-湍流转捩实现流动分离控制, 大涡模拟结果表明在实际飞行的高雷诺数条件下, 这一作用机理更加重要^[4]. 美国圣母大学^[5,6]、美国国家航空宇航局 (NASA) 兰利中心^[7]、英国诺丁汉大学^[8] 的研究人员利用交流激励 SDBD 等离子体诱导漩涡进

行减阻, 这类方法采用的激励器结构比较复杂, 有的情况下还需要加入磁场. Im 等^[9] 将 SDBD 激励器与零质量合成射流概念结合设计了一种用于产生展向强迫诱导漩涡的新型激励器. 采用纳秒脉冲激励 SDBD 是当前等离子体流动控制研究领域的热点^[10-18], 当脉冲宽度很小时以释放热量产生微爆炸冲击作用为主, 当脉冲宽度较大时具有体积力加速和释热冲击两种作用机理, 这种脉冲又可称为亚微秒脉冲, 与交流激励相比它在产生诱导漩涡方面具有独特优势. 我国空军工程大学梁华等^[19] 研究了毫秒、微秒脉冲激励 SDBD 的启动漩涡, 装备学院程钰锋等^[20] 研究了不同环境压力下纳秒脉冲 SDBD 的启动漩涡. 他们虽然观察到了启动漩涡, 但是脉冲放电持续一段时间后启动漩涡消失, 同样形成了类似交流激励时的射流, 难以充分利用漩涡的作用. 为了利用亚微秒 SDBD 激励器不断产生漩涡, 需要控制亚微秒脉冲放电的持续时间, 即亚微秒脉冲电源先短时间激励 SDBD 后停止工作, 间隔一定时间后再次启动激励, 上述过程不断重复即可使得

* 国家自然科学基金 (批准号: 11205244, 51076168) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: chedk@163.com

SDBD 激励器不断产生漩涡, 这种激励方式类似于非定常交流激励, 这里称之为双频率亚微秒脉冲激励. 本文将对此展开研究, 分析连续诱导漩涡的产生过程, 考察脉冲重复频率和脉冲数量对诱导漩涡的影响, 并探讨其机理.

2 实验系统及设备

图 1 所示实验系统主要包括实验舱及其控制系统、激励电源、SDBD 激励器、粒子图像测速 (particle image velocimetry, PIV) 系统. 实验舱净尺寸为 $1000\text{ mm} \times 800\text{ mm} \times 1750\text{ mm}$ (长 \times 宽 \times 高). 本实验仅利用实验舱提供一个密闭环境, 一方面可减少环境气流的影响, 另一方面为 PIV 测速系统提供实验环境, 实验时舱内气体压力为大气环境压力. 激励电源通过两个高压接线柱引入实验舱, 接线柱为铜柱, 外表面为聚四氟乙烯绝缘棒制作的绝缘层, 绝缘棒外表面加工为螺纹状以控制爬

电, 绝缘棒和铜柱之间紧密结合并通过 O 形圈密封. 激励电源采用中国科学院电工研究所研制的 MPC-50D 脉冲电源 [21], 脉冲重复频率 $f = 1\text{—}2000\text{ Hz}$ 连续可调, 半高脉宽约 300 ns , 底宽约 $1\text{ }\mu\text{s}$, 由于该电源不具有双频率工作能力, 只能通过手动方法间断触发电源进行实验. 采用铜箔制作激励器电极, 暴露电极、植入电极宽度均为 5.0 mm , 极间距离为 2.0 mm , 两电极重合长度为 14.5 cm . 介质层为 1.5 mm 厚的环氧树脂, 表面喷有黑色亚光漆以避免介质层表面反射激光对 PIV 测量造成影响. 暴露电极在观察窗的左侧方向, 植入电极在右侧方向. PIV 系统包括 Nd:YAG 双脉冲式激光器、同步控制器、SM-CMOS1M3K 相机、计算机和图像处理软件. 实验过程中激光脉冲重复频率为 5 Hz . 电压采用安捷伦 N2771B 高压探头测量, 电流采用皮尔森电流线圈 6595 测量, 电压、电流测量结果使用安捷伦 DSO3024A 示波器进行显示和记录.

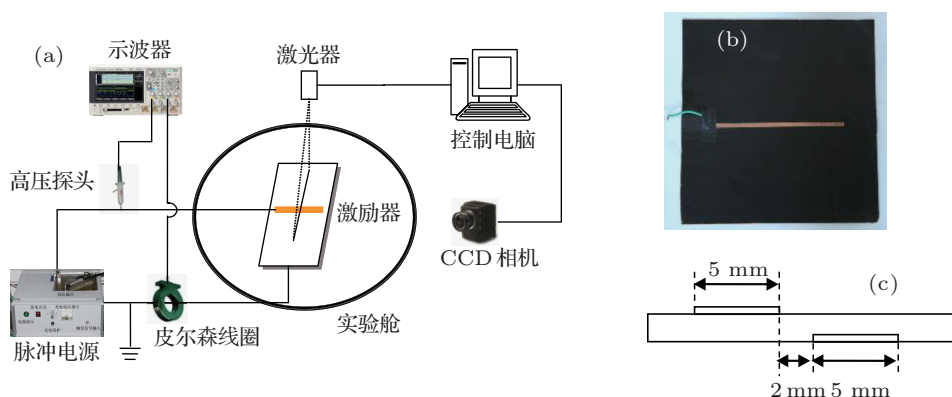


图 1 实验系统及 SDBD 激励器 (a) 实验系统; (b) SDBD 激励器面板; (c) 激励器剖面图

3 实验结果分析

3.1 等离子体诱导漩涡的产生过程

本文研究了 $500, 1000$ 和 1500 Hz 三种脉冲重复频率激励下的诱导漩涡, 电势峰值分别为 $13.2, 13.4$ 和 13.1 kV . 电势 - 电流波形如图 2 所示, 可以看到三种频率下电势波形、电流波形重合非常好, 电流谷 - 峰值为 $-4.6\text{—}6.4\text{ A}$, 最大瞬时功率约 60 kW , 单个脉冲释放的能量约 18.5 mJ . 下面以激励频率 $f = 1000\text{ Hz}$, 持续时间为 1.0 s , 即 1000 个脉冲为例研究等离子体诱导漩涡的产生过程.

图 3 显示了诱导漩涡的产生与发展过程, 图中每个时间点均给出了 PIV 原始照片与处理后的

流场图, 图中 SDBD 激励器暴露电极位于 $x \approx 92\text{—}97\text{ mm}$ 处, 植入电极位于 $x \approx 99\text{—}104\text{ mm}$ 处.

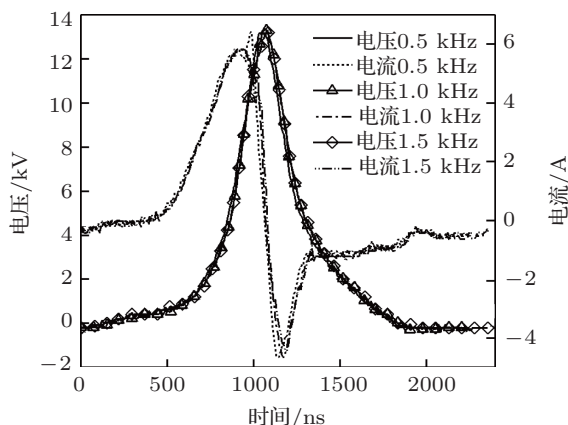
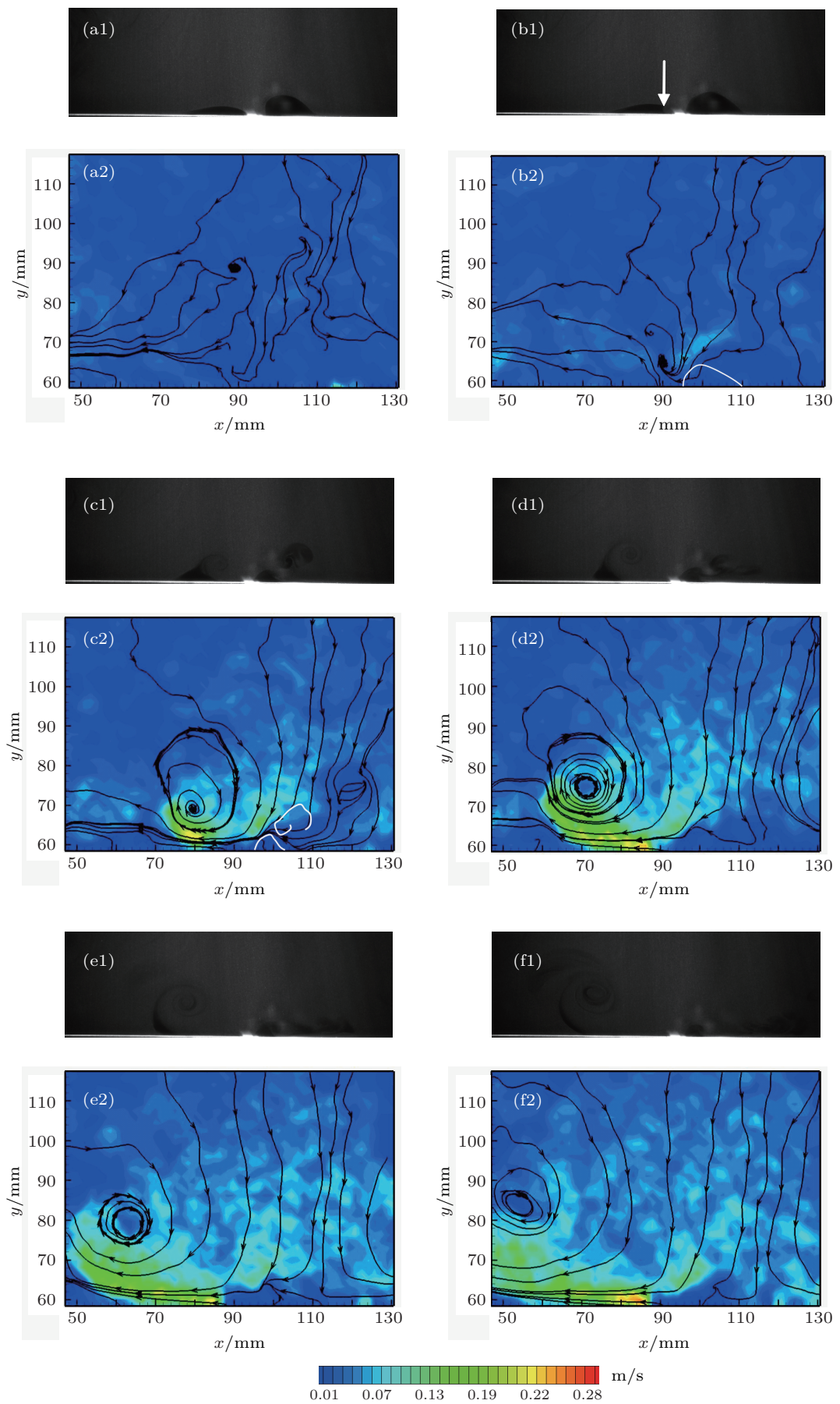


图 2 电势 - 电流脉冲波形



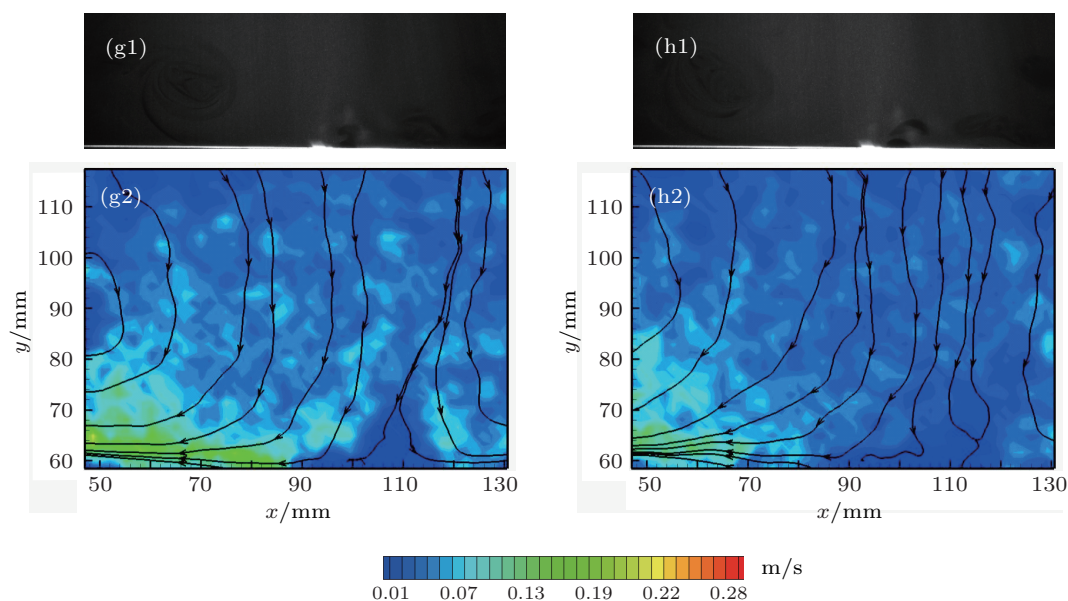


图3 $f = 1000$ Hz 下诱导漩涡的发展过程 (a1), (a2) $t = 0$ s; (b1), (b2) $t = 0.2$ s; (c1), (c2) $t = 0.4$ s; (d1), (d2) $t = 0.6$ s; (e1), (e2) $t = 0.8$ s; (f1), (f2) $t = 1.0$ s; (g1), (g2) $t = 1.2$ s; (h1), (h2) $t = 1.4$ s

$t = 0$ s 时放电还未开始, 从图 3(a2) 中可以看到此时整个流场流速非常低, 流线混乱, 说明上次放电对流场的影响已经基本消失; 但从图 3(a1) 中可以看到暴露电极两侧各存在一个黑色区域, 该区域是上次放电造成的“示踪粒子空白区”, 在空白区内几乎看不到示踪粒子, 左侧空白区外形扁平, 右侧空白区比较饱满, 从暴露电极后缘处开始迅速向外增厚, 中心点在植入电极后缘附近 $x \approx 102$ mm 处; 空白区内示踪粒子数量很少, 导致该区域流场无法计算或计算结果不准确, 后面的图中可看到空白区流场几乎为空白。

$t = 0.2$ s 时, 如图 3(b1) 所示, 本次放电已经开始, 暴露电极左侧出现了明显的吹除作用, 空白区靠近暴露电极处 (图中箭头处) 颜色变淡, 表明本次放电将周围流场中的示踪粒子吹入空白区; 右侧空白区向左侧扩展到 $x \approx 95$ mm 处, 且左缘较为平缓, 这是放电产生的新空白区扩展到原空白区造成的; 与此同时从图 3(b2) 中可以看到在右侧白色曲线所示空白区上方产生了一个半圆弧形流动, 流动方向朝下, 这说明环境空气受到来自左侧下方的加速作用以及右侧空白区的阻碍作用, 从而沿着空白区边缘流动。

$t = 0.4$ s 时, 从图 3(c1) 中可以看到暴露电极左侧大部分空白区已被吹走, 由于诱导射流的挤压作用, 紧贴壁面的部分厚度增大; 右侧则变成了两个空白区, 其中靠近壁面的小空白区由本次放电产生, 还没有得到充分发展且紧靠暴露电极, 右上方为被

新空白区挤走而脱落的原空白区, 两个空白区看上去相互独立; 从图 3(c2) 中可以看到暴露电极左侧已形成明显漩涡, 核心坐标约为 (79 mm, 69 mm), 漩涡将植入电极上方的空气吸引到壁面附近并从左侧甩出, 由于漩涡和壁面之间的流道面积减小, 吸引来的空气在此加速, 左下侧开始出现流速更高的区域, 速度最高的区域位于 $x \approx 77$ —82 mm 处, 需要注意的是漩涡右侧流线仍紧贴图中白色曲线所示暴露电极右侧两个空白区边缘。

$t = 0.6$ s 时, 从图 3(d1) 中可以看到左侧空白区继续受到放电的吹除作用而向上方运动并卷曲为漩涡状, 右侧新空白区持续增大, 而脱落空白区发生变形、破碎并受到上方诱导射流作用而向壁面运动; 从图 3(d2) 中可以看到诱导流动速度增大, 高速区域扩展到 $x \approx 70$ —87 mm 处, 同时在漩涡诱导作用下, 高速射流区顺着漩涡旋转方向扩展, 漩涡核心坐标约为 (70 mm, 75 mm), 相应的 x, y 方向运动速度约为 (-45 mm/s, 30 mm/s)。

$t = 0.8$ s 时, 从图 3(e1) 中可以看到左侧空白区已被完全吹除而形成一个大漩涡状, 右侧脱落空白区运动到壁面附近并向右方运动, 新空白区继续增大; 从图 3(e2) 中可以看到, 漩涡核心坐标约为 (63 mm, 80 mm), 相应的 x, y 方向运动速度约为 (-35 mm/s, 25 mm/s), 漩涡远离壁面导致流道面积增大, 因此虽然等离子体仍然在向空气中增加能量, 但诱导流动速度降低, 同时低速区范围扩大。

$t = 1.0$ s 时, 放电结束, 从图 3(f1) 中可以看到,

左侧漩涡状空白区在向外扩散的同时向左运动, 右侧脱落空白区已消失不见, 新空白区左缘开始向右收缩; 从图 3(f2) 中可以看到, 漩涡核心坐标约为 (55 mm, 84 mm), 相应的 x, y 方向运动速度约为 (-40 mm/s, 20 mm/s), 气流流道面积已足够大, 基本不受漩涡的影响, 因此随着等离子体能量的进一步输入, $x \approx 78-86$ mm 的壁面区域诱导流动速度再次增大.

$t = 1.2-1.4$ s 时, 从图 3(g1), (h1) 中仍可以看到左侧漩涡状空白区, 但漩涡流动已移出 PIV 测量区域, 形成了速度较低的切向射流 (见图 3(g2), (h2)); 同时可以看到右侧新空白区再次发生变形并脱离出来, 随后的时间内剩余的新空白区继续扩大, 不过这个现象并不常见, 大部分情况下新空白区不分离而直接增大, 重新恢复为图 3(a1) 的情况.

综上所述, 施加脉冲电势后, 暴露电极右侧出现放电, 等离子体在植入电极上方产生向左、向下体积力, 空气开始向左、向下运动, 到达壁面后向左运动以形成切向射流, 但随着边界层厚度的增大, 射流逐渐向上抬升, 撞击到静止空气后进一步改变方向, 最终形成漩涡, 同时注意到图 3(c)—(f) 中漩涡中心区域速度都很低, 可以说漩涡相当于一个转动“筒”, 等离子体诱导流动产生一个作用在“筒”上的力矩, 使得漩涡从等离子体中获得能量, 并通过引射作用将能量传递给上方环境空气; 空白区的变形实际上反映了空气微团的流动迹线, 当左侧空白区被吹除, 则漩涡已经远离壁面, 等离子体加速空气形成的切向射流无法将能量补充到漩涡中, 漩涡自身能量将逐渐耗散到环境空气中. 对于本实验而言, 左侧空白区在接近 0.8 s 时被完全吹除掉, 因

此在 $t = 0.2-0.6$ s 之间诱导流动速度不断增大, 而在 $t = 0.8$ s 时由于左侧空白区突然被吹除造成流道面积增大而使得流动速度有所降低, 此后等离子体加速作用又使得空气流速增大, 开始形成高速切向射流. 因此, 为了能够不断产生漩涡而不形成切向射流, 可以以左侧空白区的完全吹除为临界点, 当左侧空白区被完全吹除后立即停止放电, 待左侧空白区恢复到一定程度后再次启动放电.

3.2 脉冲重复频率对诱导漩涡的影响

不同脉冲重复频率下电源均连续工作 1.0 s 以研究频率对诱导漩涡的影响. 图 4 分别为 $f = 500$ 和 1500 Hz 时, 放电开始后 0.4 s 时的诱导流场, 结合图 3(d2) 可以看到, 随着频率增大, 诱导流场的速度增大; 其次若以进入漩涡核心的最外围流线作为漩涡影响范围的边界, 则随着频率增大, 漩涡的影响区域增大. 由图 2 可知频率对单个脉冲的波形和能量释放均没有影响, 则等离子体向环境空气传递的能量与频率成正比关系, 从而使得随着频率增大, 诱导流场的速度和漩涡的影响范围均扩大.

图 5 为不同脉冲重复频率下漩涡核心 x, y 坐标随时间的变化情况. 随着频率增大, 漩涡的初始位置与暴露电极的距离越大, 其中 $f = 1000$ 和 1500 Hz 时漩涡核心的 x 坐标接近. 0.6 s 之前三种频率下漩涡核心运动速度相差不大, 但是之后 $f = 1500$ Hz 时漩涡迅速移出测量区域, 说明此时漩涡的运动速度突然增大. 上述情况说明, 如果要提高漩涡的生存时间则需要采用较低的脉冲重复频率, 反之如果要快速地在环境空气产生漩涡则需要尽可能提高脉冲重复频率.

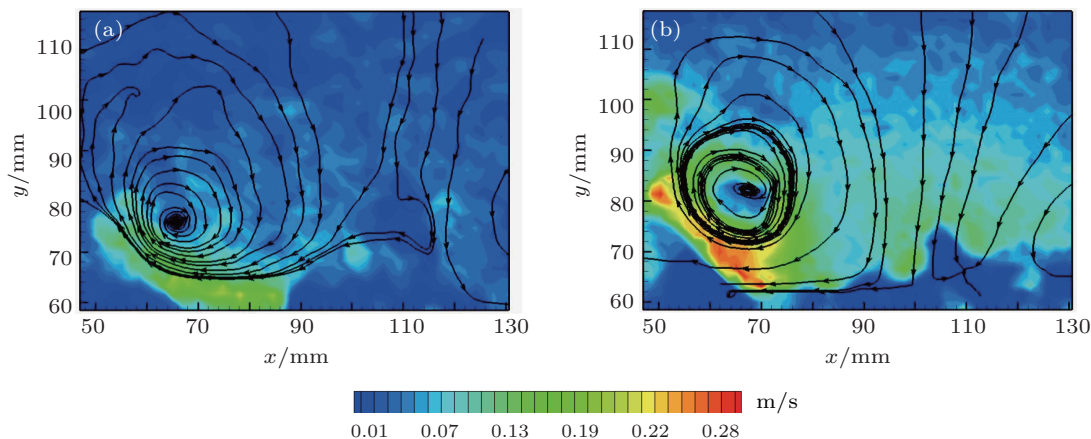


图 4 $t = 0.4$ s 时 $f = 500$ 和 1500 Hz 的诱导流场 (a) $f = 500$ Hz; (b) $f = 1500$ Hz

图 6 显示了 $f = 500 \text{ Hz}$ 时暴露电极右侧空白区的变化特点, 与图 3 相比, 右侧新空白区对原空白区挤压能力不足, 无法使其脱落, 而是二者逐渐融合, 原因在于频率降低导致相同时间内等离子体输入空气的能量降低; 等离子体左向诱导加速能力相对更强, 可以在右侧空白区上方通过吸引作用再次产生一个空白区, 并导致右侧新空白区同样被吸向左方; 空白区分布范围更大; 左侧空白区被以更快的速度吹除 ($< 0.6 \text{ s}$).

$f = 1500 \text{ Hz}$ 开始放电后, 右侧空白区迅速被吹离消失, 但看不到产生新空白区, 原因在于此时等离子体输入能量很强, 新空白区扩展速度非常快,

短时间内即占据原空白区的位置, 然后在惯性作用下将原空白区与自身同时吹离放电区, 直至放电结束后与左侧一样开始从壁面产生新空白区; 等离子体从上方开始挤压左侧原空白区, 使得原先饱满的空白区被压缩成三角形, 并最终消失, 这与低频条件下左侧空白区被新等离子体从底部整体吹除不同, 说明等离子体体积力作用位置更加远离壁面, 与图 5(b) 结论一致. 当等离子体加速区紧贴壁面时, 壁面摩擦作用会将大量动量抵消掉, 即等离子体作用区域应远离壁面 [22], 因此脉冲重复频率越高, 控制效果会更好.

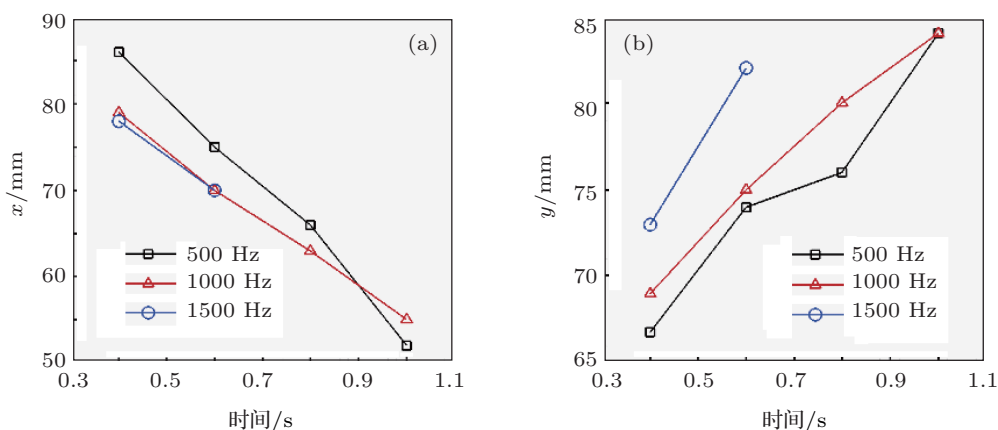


图 5 不同脉冲重复频率下漩涡核心的位置变化 (a) x 坐标; (b) y 坐标

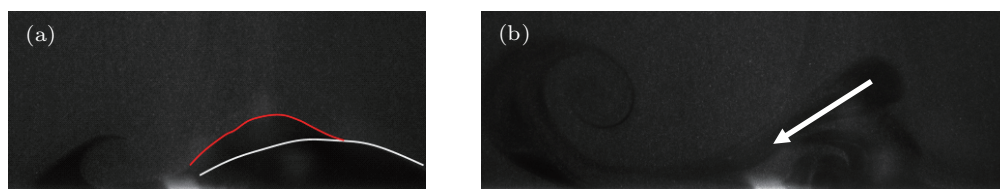


图 6 $f = 500 \text{ Hz}$ 时右侧空白区特点 (a) $t = 0.4 \text{ s}$; (b) $t = 0.6 \text{ s}$

3.3 脉冲数量对诱导漩涡的影响

保持激励电势和脉冲重复频率不变, 改变电源一次工作时输出的脉冲数量 n 以研究脉冲数量对诱导漩涡的影响. 图 7 给出了 $f = 500$ 和 1000 Hz , $n = 100$ 和 50 时产生的诱导漩涡. 总的来说, 脉冲数量增大, 最大诱导速度 V_{\max} 增大. $f = 1000 \text{ Hz}$ 时 V_{\max} 近似与 $n^{0.5}$ 成正比, 但略小一些, 说明动量传递效率降低. $f = 500 \text{ Hz}$ 时, $n = 50, 100, 500$ 时 V_{\max} 分别为 $0.035, 0.125$ 和 0.18 m/s (见图 4a), 如果以 0.035 m/s 为基础点, 按照 $n^{0.5}$ 进行计算, 则 $n = 100, 500$ 的 V_{\max} 应分别为 0.049 和 0.111 m/s , 分别为实

测值的 40.0% 和 61.0% , 远远偏离 $n^{0.5}$ 关系, 其中 $n = 100$ 更为一个突增点, 这可能是动量传递效率或者壁面摩擦力不同造成的, 还需要进一步研究. $n = 10$ 时, 流场中看不到有效的漩涡或者射流.

随着脉冲数量减小, 诱导漩涡生存时间增大, 原因在于脉冲数量减少后导致等离子体输出能量降低, 切向加速能力降低, 无法将漩涡推离, 只能通过耗散将能量全部传递到环境空气后才消失, 导致漩涡难以加强主流与边界层空气的动量交换, 不利于发挥控制作用, 因此需要增加单次放电的脉冲输出数量.

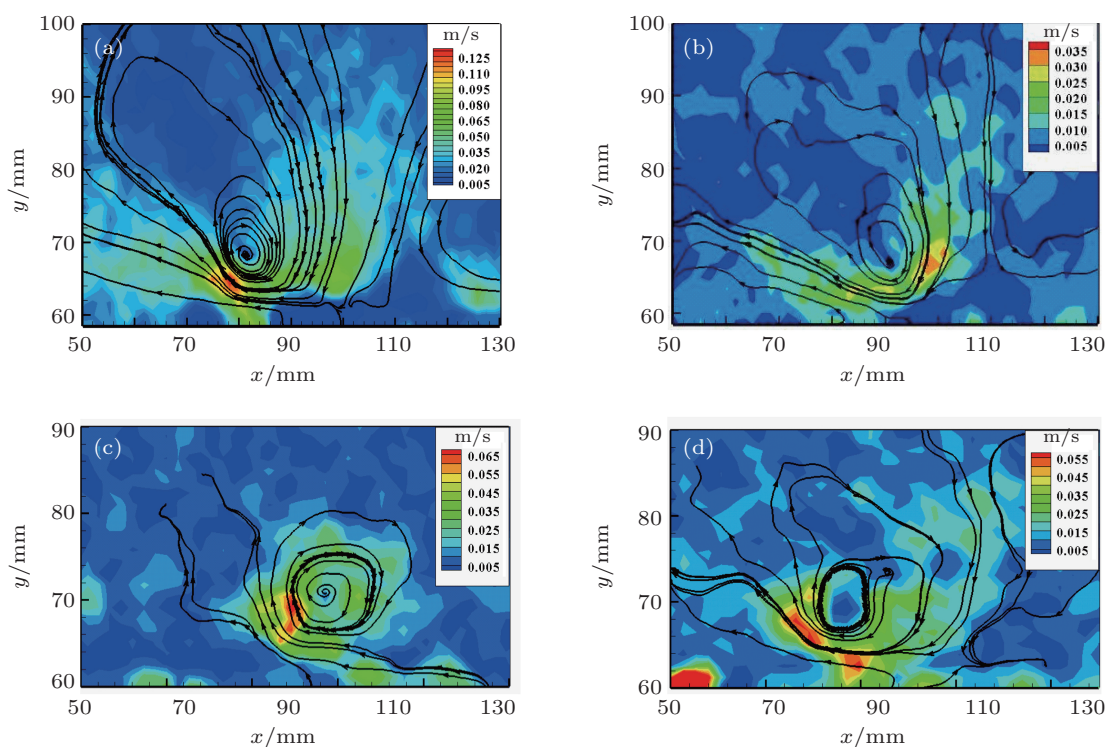


图7 不同脉冲个数对诱导漩涡的影响 ($t = 0.4$ s) (a) $f = 500$ Hz, $n = 100$; (b) $f = 500$ Hz, $n = 50$; (c) $f = 1000$ Hz, $n = 100$; (d) $f = 1000$ Hz, $n = 50$

3.4 空白区和双频率亚微秒脉冲激励

除了 $f = 1000$ Hz, $n = 50$ 和 100 的情况, 空白区的形成具有以下特点: 1) 首次放电时仅在暴露电极右侧产生空白区, 放电结束后左侧从壁面开始逐渐发展出空白区并在下次放电中被吹除; 2) 右侧空白区产生于放电初始时刻, 起始于暴露电极中心宽度位置 ($x \approx 94$ mm), 随后向右方扩展, 放电结束后其左缘基本保持在暴露电极后缘位置, 主要朝后缘和上方扩展, 从而导致出现图 3(a1) 中右侧空白区前缘陡峭的情况; 3) 停止放电后, 空白区处于不断扩张状态, 与正常区域之间存在明显边界, 边界外缘粒子浓度稍大, 如图 8 所示; 4) $f = 1500$ Hz 时, 暴露电极右侧空白区被下次放电完全吹走, 而其他频率下暴露电极右侧一直存在一定范围的空白区.

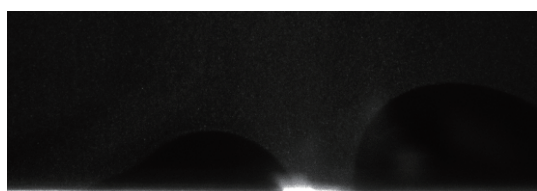


图8 1500 Hz 激励下 $t = 7.0$ s 时的空白区

场, 左侧空白区的发展变化并没有出现本质变化, 但右侧放电时在原空白区的下方先产生了一个扰动, 该扰动将壁面沉积的示踪粒子吹入原空白区内部 (图中 1 区域), 然后该区域受到向左的诱导力作用, 使得原空白区右侧的示踪粒子被吸向左方, 对空白区产生冲击作用, 使之变形 (图中 3 区域), 原 1 区域也变形成为 2 区域, 之后空白区迅速消失并在较长时间后在壁面附近重新逐渐发展出新的空白区.

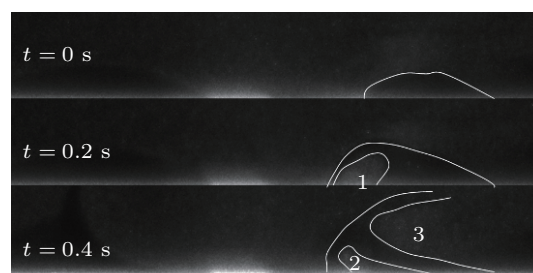


图9 $f = 1000$ Hz 时 100 个脉冲的诱导流场

图 9 所示为 $f = 1000$ Hz, $n = 100$ 时的诱导流

结合前面的流场分析, 可以将空白区分为两类: 一类是原发型, 即放电开始时在暴露电极右侧产生的空白区, 这类空白区由放电释热造成的微爆炸产生, 其内部应为高压环境, 在高压作用下示踪粒子被排挤出去而成为空白区, 随着时间推移逐步扩展,

而内部压力逐渐降低,并且当新放电空白区碰撞前次放电遗留的内部压力降低的空白区时可以将其弹开而脱离壁面,由于内部压力较高,外部诱导流动碰到该空白区将受到阻挡而顺着空白区边缘流动;第二类为继发型,即放电结束后从暴露电极左侧产生的空白区,以及当激励频率较高,暴露电极右侧原发型空白区均消失后在壁面逐渐出现的空白区(见图8),这类空白区分布在暴露电极左侧或者植入电极右侧,即位于激励器电极以外的介质层上方,考虑到放电发生在植入电极上方,可以说这类空白区并不是放电的直接结果,同时如图10所示其在法向拥有强烈扩展能力,放电结束7s之后仍在不断扩大,且与粒子存在区域的边界非常清晰(见图8),但PIV流场处理结果表明放电结束1s后激励器周围已几乎不存在流动,目前还难以确定这类空白区的属性.

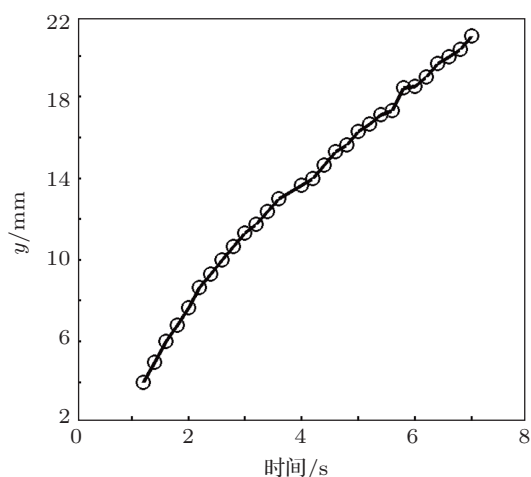


图10 $f = 1500 \text{ Hz}$ 放电结束后右侧空白区高度变化

本文采用的亚微秒脉冲电源其半高宽约为300 ns,底宽约1 μs ,介于纳秒脉冲和微秒脉冲之间,使其同时具有纳秒脉冲和微秒脉冲放电的特点,也就是纳秒脉冲放电等离子体的释热作用产生微爆炸,同时微秒脉冲放电等离子体体积力对环境空气造成加速作用.首先,地面条件下放电为“点”爆炸^[14],它在壁面附近很小的空间内造成了高压区,该高压区向外扩张从而产生空白区,由于放电等离子体的扩展速度比爆炸冲击波传播速度更快,使得更大区域内均出现等离子体体积力,该体积力方向向左、向下,它将植入电极上方的空气吸引到壁面,遇到高压空白区后受到挤压,一方面流道面积减小便于增速,另一方面则由于反向压力梯度对诱导流

动造成一定的减速效果,更关键的是高压空白区具有一定的托举作用,使诱导流动更加远离壁面,能够减小壁面摩擦阻力的负面作用.需要注意的是,等离子体体积力方向向左、向下,如果采用连续激励方式,则最终形成的切向射流将由植入电极指向暴露电极^[20],与一般交流激励SDBD诱导射流方向恰好相反,这也是亚微秒脉冲电源的一个特点.

综上所述,双频率亚微秒脉冲激励模式如图11所示,在 t_1 期间电源以脉冲重复频率 f_1 正常工作,a点为暴露电极外侧继发型空白区被完全吹除时刻,一般情况下 $t_1 \leq 1 \text{ s}$,根据本文的研究情况包含的脉冲数量 n 必须大于10;ab之间为电源停止激励期,b点为暴露电极外侧继发型空白区重新出现并恢复到一定程度的时刻,具体值可根据控制需求确定, t_2 为1个诱导漩涡的产生时间,这里称为漩涡时间, $f_1 = 1/t_2$ 为漩涡频率.

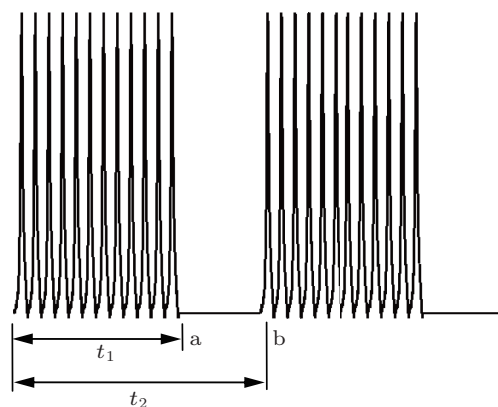


图11 双频率亚微秒脉冲激励模式示意图

4 结论

本文采用PIV技术对亚微秒脉冲激励SDBD连续产生诱导漩涡进行了研究,分析了诱导漩涡的产生过程及其机理,讨论了脉冲重复频率和脉冲数量对诱导漩涡的影响,提出采用双频率激励方式产生连续漩涡,有些问题比如继发型空白区的产生机理还有待进一步研究.得到的主要结论如下.

1) 放电过程中出现了不存在示踪粒子的空白区,示踪粒子空白区有原发型与继发型两类,原发型空白区由放电等离子体的释热及随后的微爆炸作用造成,其内部为高压区,具有挤压增速、反向压力梯度减速以及托举作用,托举作用使得诱导流动远离壁面,能够减小壁面摩擦阻力的负面作用;继发型空白区出现在没有放电的区域,法向扩展能

力很强. 示踪粒子空白区对 PIV 测量结果造成一定影响.

2) 激励器暴露电极左侧的继发型空白区可作为诱导漩涡被完全吹除的临界点, 当左侧空白区被完全吹除后立即停止放电, 待左侧空白区恢复到一定程度后再次启动放电, 如此反复即可以一定频率连续产生漩涡而不形成切向射流, 这就是双频率亚微秒脉冲 SDBD 的工作模式, 它是在一般亚微秒脉冲激励的基础上进行的改进, 由正常工作期 (对应于脉冲重复频率) 和间歇期组成, 二者之和为产生一个漩涡所需时间, 对应于漩涡频率.

3) 本文采用的亚微秒脉冲电源其半高宽约为 300 ns, 总宽度约 1 μ s, 具有纳秒脉冲和微秒脉冲放电的特点, 放电产生的等离子体一方面产生体积力

对环境空气造成加速作用, 另一方面集中释放热量造成微爆炸, 对诱导流动产生托举作用, 可减小壁面摩擦的影响.

4) 不同脉冲重复频率下的电势 - 电流波形基本重合, 相同电势下单个脉冲内释放的能量相等, 因此随着脉冲重复频率增大, 暴露电极右侧原发型空白区的挤压和托举能力增强, 漩涡距离壁面的初始距离增大, 诱导流场的速度和漩涡的影响范围均扩大.

5) 相同电势和重复频率下, 最大诱导速度 V_{\max} 随脉冲数量增大而增大, 脉冲重复频率为 1000 Hz 时 V_{\max} 近似与脉冲数量 $n^{0.5}$ 成正比, 但随着脉冲数量增大动量传递效率降低, 当脉冲数量为 10 时等离子体对环境空气没有控制效果.

- [1] Nie W S, Cheng Y F, Che X K 2012 *Adv. Mech.* **42** 6 (in Chinese) [聂万胜, 程钰锋, 车学科 2012 力学进展 **42** 6]
- [2] Xu C Q, Yang B, Meng X S, Li H X 2012 *Adv. Aeronaut. Sci. Eng.* **3** 3 (in Chinese) [徐长群, 杨波, 孟宣市, 李华星 2012 航空工程进展 **3** 3]
- [3] Wang W B, Huang Y, Huang Z B, Zhang X, Wang X N, Shen Z H 2012 *J. Exp. Fluid Mech.* **26** 2 (in Chinese) [王万波, 黄勇, 黄宗波, 张鑫, 王勋年, 沈志洪 2012 实验流体力学 **26** 2]
- [4] Gaitonde D 2010 *Int. J. CFD* **24** 7
- [5] Corke T C, Jumper E J, Post M L, Orlov D, McLaughlin T E 2002 *AIAA Paper* 2002-0350
- [6] Wicks M, Thomas F O, Schatzman D, Bowles P, Corke T C 2012 *AIAA Paper* 2012-824
- [7] Wilkinson S P 2003 *AIAA Paper* 2003-1023
- [8] Jukes T N, Choi K S, Johnson G A, Scott S J 2006 *AIAA Paper* 2006-3693
- [9] Im S K, Bak M S, Mungal M G, Cappelli M A 2012 *AIAA Paper* 2012-2947
- [10] Nishihara M, Takashima K, Rich J W, Adamovich I V 2011 *AIAA Paper* 2011-1144
- [11] Shao T, Jiang H, Zhang C, Yan P, Lomaev M, Tarasenko V F 2013 *Europhys. Lett.* **101** 45002
- [12] Jiang H, Shao T, Che X K, Zhang C, Li W F, Yan P 2012 *High Voltage Eng.* **38** 7 (in Chinese) [姜慧, 邵涛, 车学科, 章程, 李文峰, 严萍 2012 高电压技术 **38** 7]
- [13] Wu Y, Li Y H, Jia M, Song H M, Su C B, Pu Y K 2010 *Chin. J. Aeronaut.* **23** 39
- [14] Che X K, Shao T, Nie W S, Yan P 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 145201
- [15] Gaitonde D V, McCrinky M H 2012 *AIAA Paper* 2012-184
- [16] Poggie J, Adamovich I, Bisek N, Nishihara M 2013 *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 015001
- [17] Rethmel C, Little J, Takashima K, Sinha A, Adamovich I, Samimy M 2011 *AIAA Paper* 2011-487
- [18] Bisek N J, Poggie J 2012 *AIAA Paper* 2012-0186
- [19] Liang H, Li Y H, Song H M, Jia M, Wu Y 2011 *J. Exp. Fluid Mech.* **25** 3 (in Chinese) [梁华, 李应红, 宋慧敏, 贾敏, 吴云 2011 实验流体力学 **25** 3]
- [20] Cheng Y F, Nie W S, Che X K, Tian X H, Hou Z Y, Zhou P H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104702 (in Chinese) [程钰锋, 聂万胜, 车学科, 田希晖, 侯志勇, 周鹏辉 2013 物理学报 **62** 104702]
- [21] Shao T, Zhang D D, Yu Y, Zhang C, Wang J, Yan P, Zhou Y X 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 7
- [22] Kriegseis J, Schwarz C, Duchmann A, Grundmann S, Tropea C 2012 *AIAA Paper* 2012-411

Study on continuous vortices induced by sub-microsecond pulsed surface dielectric barrier discharge plasma*

Che Xue-Ke[†] Nie Wan-Sheng Zhou Peng-Hui He Hao-Bo

Tian Xi-Hui Zhou Si-Yin

(Department of Space Equipment, Academy of Equipment, Beijing 101416, China)

(Received 9 June 2013; revised manuscript received 30 July 2013)

Abstract

The experiments to generate vortices continuously using sub-microsecond pulsed surface dielectric barrier discharge (SDBD) actuator are conducted by particle image velocimetry (PIV). The double-frequencies actuation mode is presented which includes repetitive pulse frequency and vortex frequency. It is found that the empty zone of PIV particles appears in the place where the particles are quite few even nil during the experiments. When discharges occur the primary empty zone is produced by the micro explosion due to the released heat of plasma, and when discharges end the secondary empty zone appears. The induced flow is farther apart from wall and the influence of wall friction should be suppressed due to primary empty zone. When the secondary empty zone on the left side of actuator exposed electrode is blown away completely, the next actuation can start. In order to control the flow more effectively, the pulse voltage with higher repetitive frequency should be applied. The pulse number during one vortex time should be more than 10. As the pulse number increases, the maximal velocity of induced flow increases but the momentum transfer efficiency decreases. The mechanisms releasing heat and body force can be triggered by using the sub-microsecond pulse SDBD actuator.

Keywords: double frequencies sub-microsecond pulse, surface dielectric barrier discharge, continuous vortices

PACS: 47.32.-y, 47.32.Ff, 52.77.-j, 52.80.-s

DOI: 10.7498/aps.62.224702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11205244, 51076168).

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