

适用于不同高度的等离子体体积力 唯像学模型

车学科¹, 聂万胜¹, 桂启山², 周朋辉¹, 陈庆亚³, 张立志³, 姜家文¹

(1. 航天工程大学 宇航科学与技术系, 北京 101416;

2. 中国卫星海上测控部, 江苏 江阴 214431;

3. 航天工程大学 研究生院, 北京 101416)

摘 要: 针对等离子体流动控制数值模拟中唯像学模型高度适应能力不足的问题, 假设等离子体中离子数密度正比于放电光强, 对 101.3~1.5 kPa 气压下等离子体放电图片进行灰度处理, 得到等离子体发光的相对光强、光强比即离子数密度随气压、激励电压的变化特点。结果表明: 随着气压增大, 从弥散放电逐渐转化为丝状放电, 而光强比逐渐减小, 可以使用大气压下的饱和总相对光强代替其他气压下的结果; 提高激励电压, 等离子体出现双侧放电, 且放电光强增大, 放电电荷与激励电压近似成线性关系。进一步通过理论推导建立了新的电荷分布边界条件, 并拟合了多个气压和激励电压下等离子体发光的相对光强, 然后选择其中两个典型工况进行数值模拟, 将计算结果与相应气压下等离子体诱导射流激光粒子图像测量结果进行比较, 对该模型进行了验证, 表明该模型能够准确模拟飞行高度、激励电压对等离子体诱导射流的影响。

关 键 词: 等离子体; 体积力; 唯像学模型; 高度; 灰度; 相对光强; 实验验证

中图分类号: V23; O355

文献标志码: A

Plasma body force phenomenological model for different altitudes

CHE Xueke¹, NIE Wansheng¹, GUI Qishan², ZHOU Penghui¹,

CHEN Qingya³, ZHANG Lizhi³, JIANG Jiawen¹

(1. Department of Aerospace Science and Technology,
Space Engineering University, Beijing 101416, China;

2. China Satellite Maritime Tracking and Controlling Department,
Jiangyin Jiangsu 214431, China;

3. Graduate School, Space Engineering University, Beijing 101416, China)

Abstract: In order to use the plasma body force phenomenological model to simulate the plasma flow control at different altitudes, if assuming the ion number density was directly proportional to plasma light emission, the relative light intensities of plasma emission and light intensity ratios i. e. ion number densities with gas pressure and applied voltage, were obtained by processing the plasma discharge image to gray scale at varying pressures 101.3—1.5 kPa. It was found that when the pressure increased, the discharge became filamentary from diffuse, while the light intensity ratios decreased. The saturated relative light intensity in the atmospheric pressure can be used to represent one in other pressures. When the ap-

收稿日期: 2016-10-26

基金项目: 国家自然科学基金(11205244)

作者简介: 车学科(1980—), 男, 副教授, 博士, 主要从事等离子体流动控制技术研究。

引用格式: 车学科, 聂万胜, 桂启山, 等. 适用于不同高度的等离子体体积力唯像学模型[J]. 航空动力学报, 2018, 33(4): 841-849.
CHE Xueke, NIE Wansheng, GUI Qishan, et al. Plasma body force phenomenological model for different altitudes[J].
Journal of Aerospace Power, 2018, 33(4): 841-849.

plied voltage increased, discharge occurred at the double-sides of actuator, and the light intensity increased. The total discharge had a linear relationship with applied voltage. Then the new charges boundary condition was built by theory analysis, and the relative light intensities of several plasma emissions at different gas pressure and applied voltage were fitted. Two typical cases were simulated, and the results were used to compare with the plasma jets at corresponding gas pressures measured by particle image velocimetry. It is shown that the new model can simulate the influences on the plasma jets by flight altitude and applied voltage.

Key words: plasma; body force; phenomenological model; altitude; gray scale; relative light intensity; experimental verification

表面介质阻挡放电(surface dielectric barrier discharge, SDBD)等离子体流动控制是国际的研究热点之一,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^[1-3]。

表面介质阻挡放电属于非平衡等离子体,朗缪尔探针等传统方法很难对非平衡等离子体进行探测,光谱测量技术也有待进一步发展,因此很有必要采用数值模拟方法研究表面介质阻挡放电及其流动控制过程^[2]。等离子体流动控制涉及三个过程,首先是空气放电,其次是空气放电产生的能量能够耦合到空气中去,最后是流动控制。这三个过程中就涉及到三个时间尺度^[4],第一个是微放电的尺度,为纳秒量级;第二个与电源激励周期有关,通常为 0.1 ms 量级,最后是中流体对等离子体的响应时间,一般在 10 ms 量级。这三个时间尺度最大相差 4~5 个量级,同时考虑到放电模拟的空间尺度在微米量级,中性流体的空间尺度在毫米量级,两者相差约 3 个量级,如果完全采用多物理场耦合方法进行计算,则需要消耗海量计算资源,对仿真造成了很大的困难。目前主要有三种模拟方法,一种是唯像学的方法^[5-12],第二种是多场松耦合方法^[13],第三种是完全耦合方法^[14]。其中,松耦合和完全耦合方法需要的计算资源多,尤其是用于飞行器流动控制仿真时,因此这两种方法多用于机理研究。相比之下,唯像学方法不考虑放电过程,只给出等离子体的作用效果,比如体积力,把体积力作为源项直接代入空气动力学控制方程进行计算,其优点是消耗的计算资源少,适合于飞行器仿真。这种方法共有四种计算模型。Shyy 简化模型将电场和电荷的分布进行线性化处理,体积力经验公式为: $\mathbf{F}_{\text{ave}} = \rho_c e_c \mathbf{E} \delta \Delta t / T$, 其中 ρ_c 为电荷密度,取 10^{17} m^{-3} ; e_c

为元电荷; Δt 为一个周期内的放电时间,取 $67 \mu\text{s}$; T 为电源周期^[5]。Shyy 模型存在两个缺陷,首先电荷分布是完全平均的,其次电场分布采用线性简化。针对这两个缺陷分别出现了不同的改进方法。一种是保持电荷分布为均匀分布,通过求解泊松方程得到电场分布,然后利用 Shyy 公式进行计算^[15]。第二种由 Suzen 等人提出^[8],通过求解静电场的泊松方程得到电场强度的分布,在假设最大电荷密度和德拜长度的基础上求解拉普拉斯方程得到了电荷密度分布。第三种与第二种方法类似,同样利用德拜长度计算电荷密度,不过采用分布式集总参数电路模型计算电场分布^[16]。

其中 Suzen 等人提出的唯像学模型将总电场 Φ 分为外部电场 φ 和等离子体静电荷电场 ϕ 两部分,其中外部电场 φ 采用泊松方程进行计算,同时利用德拜长度、电荷密度、静电荷电场 ϕ 三者之间关系计算电荷分布,进而依据得到的外部电场和电荷分布计算等离子体体积力。这种方法目前得到了广泛应用^[8-12],但是其德拜长度、总电荷密度仅适用于地面情况,电荷边界条件也为假定,与实际情况有所不同,本文将根据实验结果获得更加合适的边界条件,并能够适用于不同的飞行高度。

1 建模与实验原理

采用光学方法研究等离子体特性是一种常用方法。Gregory 等人^[17]假设等离子体中离子数密度和光强存在线性关系,从而可以使用等离子体放电时发光的光强定性表示等离子体中离子数密度。

本文采用上述假设和思想,使用图像处理中的像素点灰度值处理办法,在 Matlab 程序中 8 位灰度图像像素灰度值范围为 0~255,灰度值等于 0 时图像为黑色,灰度值等于 255 时图像为白色。

将放电图像转化为灰度图像后,不同放电区域内像素的灰度值不同,光强越高灰度值越大,光强越低灰度值越小,由此可以将 SDBD 等离子体发光强度分为 256 个等级。灰度值之间的相对变化反映光强相对变化,定义灰度值为相对光强,灰度值之比为光强比,则某一幅放电图像相对光强为放电区域内像素灰度值减去背景灰度值,不同放电图像光强比为不同图像相同放电区域内灰度值之比。定义激励器表面从暴露电极指向植入电极为 x 方向。考虑到 SDBD 激励器的 2 维带状特性,以及放电的不均匀性,取距离暴露电极后缘 x 的所有点灰度值的平均值作为 x 处的灰度值,由此可以得到距离暴露电极不同 x 处的离子数密度的变化情况 $n(x)$,在等离子体层很薄的情况下, $n(x)$ 可以作为等离子体离子密度的边界条件。

在 Suzen 等人的建模过程中,对边界分别为正电荷、负电荷的情况均进行了讨论,但是最终模型中,经与实验结果进行对比后边界条件实际为正电荷,实际上该边界条件是长时间多次放电平均结果的表现,即被“捕获”的离子与随时间快速变化的电子的综合结果,快速变化的电子经过平均后在一定程度上改变了离子数密度的数值,但对离子分布特性的影响不大,考虑到这一点,本文利用 $n(x)$ 作为新的电荷边界条件。另外,原模型边界条件不区分电子、离子,统一为电荷,默认等离子体体积力由电子、离子共同产生,这里认为主要由离子产生,不考虑电子作用,因此所说的电荷即为离子^[18]。如果将其沿 x 方向进行积分,则可得表示放电产生的离子总数,也就是总相对光强。由于唯像学模型实际上相当于等离子体时均体积力,而拍摄的等离子体发光照片也是多次放电的累积效果,表示了等离子体空间分布的时均化效果,因此模型的假设条件与实验一致。

2 实验系统

实验系统由等离子体放电系统(包括真空舱系统、等离子体激励器、激励电源)、电参数测量系统、粒子图像测速(PIV)测量系统、放电拍照相机 4 部分组成。开展低气压等离子体诱导射流测量实验实验时,如图 1 所示,由等离子体放电系统、电参数测量系统和 PIV 测量系统组成。实验舱净尺寸为 1 000 mm×800 mm×1 750 mm(长×宽×高),真空舱压力采用真空规管测量(精度为 133.322 Pa(1 torr))。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。激励电源采用中科院电工所研制的 HFHV30-1 高频高压交流电源,输出电压为±15 kV,输出频率为 1~50 kHz。

采用铜箔制作等离子体激励器电极,激励器暴露电极和植入电极宽度均为 5.0 mm,电极重合部长度为 130.0 mm,极间距离为 0 mm。介质层为 1.5 mm 厚环氧树脂,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、Kodak 科研级芯片电荷耦合器件(CCD)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。激光波长为 532 nm,单脉冲能量为 350 mJ,脉冲宽度为 6~8 ns; CCD 分辨率为 2 048 像素×2 048 像素,1 像素尺寸为 7.4 μm。采用烟饼燃烧烟雾作为示踪粒子。

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。放电发光图像采用佳能数码相机拍摄。

相关实验方法见文献[19]。

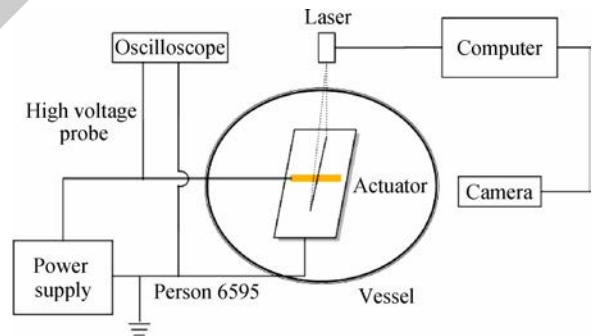


图 1 低气压等离子体诱导射流实验系统
Fig. 1 Schematic of low-pressure plasma induced jet experimental system

3 实验结果

3.1 气压对放电的影响

图 2 为激励频率 $f=10\text{ kHz}$,激励电压 $U_{pp}=4.0\text{ kV}$ 时不同气压下的放电图像。由图可见,气压对等离子体放电产生明显影响,气压越低放电区域越大。图 2(a)中,两个发光区之间的黑色区域即为暴露电极位置。气压为 1.5~3.0 kPa 时

等离子体放电表现为双侧放电,植入电极一侧放电区域亮度和宽度均明显高于另一侧; $p>5.0$ kPa 时,暴露电极上侧放电现象消失,且植入电极一侧的放电区域持续减小, $p=20.0$ kPa 时等离子体放电区域仅有微弱的发光现象,相机已不能够捕捉到。同时可以看到,随着气压增大,放电从弥散状态逐渐转化为不均匀的丝状放电,且放电细丝处的亮度很大。

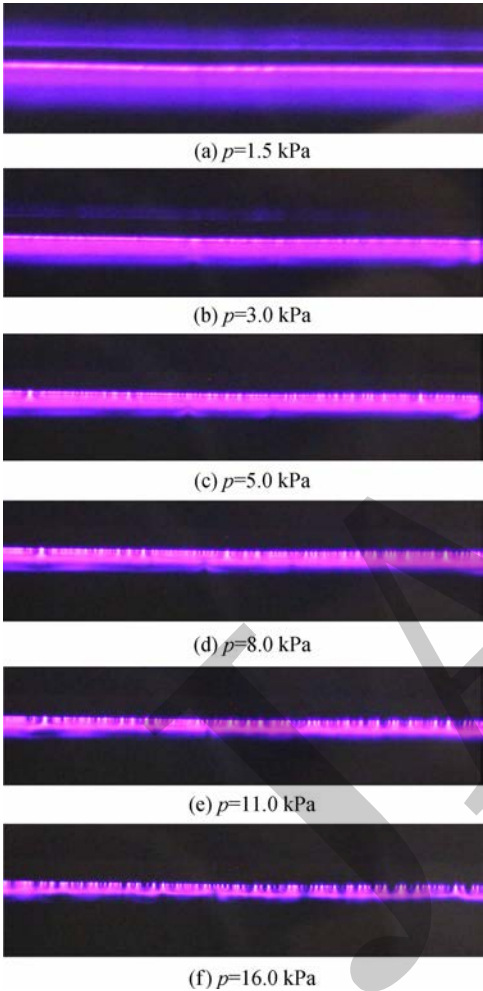


图 2 激励电压 $U_{pp}=4.0$ kV 时不同气压下放电图像
Fig. 2 Discharge images at different gas pressures for the same applied voltages $U_{pp}=4.0$ kV

气压 $p=1.5, 20.0, 82.5, 101.3$ kPa(空气密度分别相当于海拔 30.0、13.5、2.0、0.0 km 处大气密度),激励电源电压峰峰值 $U_{pp}=4.0, 8.0, 18.0, 21.5$ kV 时等离子体放电图像如图 3 所示。由图可见,提高激励电压,等离子体激励器均表现为双侧放电,并且后三种情况下等离子体在整个放电区域内的发光更明亮,放电光强更大,且气压越高光强越强。实验经验表明各个气压下继续增大激励电压可能造成激励器击穿、烧毁,将激励器

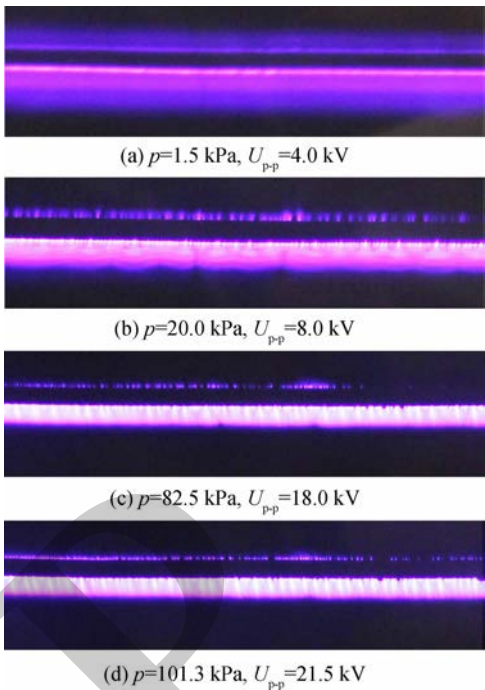


图 3 高激励电压下放电图像
Fig. 3 Discharge images at high applied voltages

可以安全工作的最大激励电压称为饱和电压,相应的放电为饱和放电。

所有放电的总相对光强与某一总相对光强的比称为以该总相对光强为参考值的光强比。图 4 所示分别为图 2、图 3 中各放电等离子体的光强比,其分别以图 2(f)、图 3(a)为参考相对光强,从图 4(a)可以看到随着气压增大,光强比逐渐减小,尤其是从 2.0~3.0 kPa 时出现一个突降台阶,此后基本线性降低,Gregory 等人^[17]有类似结果;从图 4(b)可以看到,当激励电压基本饱和时,光强比位于 1.00~1.15 范围内,可以认为相同的激励器在不同气压下的饱和放电的总相对光强相等,因此可以使用大气压下的饱和总相对光强代替其他气压下的结果。等离子体激励器的放电强度取决于介质材料的击穿电压。击穿电压越高,介质层表面所能承载的电荷量越大,对于同一个激励器,其介质层的承载能力相同,因此最大放电电荷量相同,与图 4(b)的结论一致,暗示总相对光强可以表征放电电荷量,这还需要进一步的验证。

3.2 激励电压对放电的影响

气压 $p=51.2$ kPa,激励电压峰峰值 $U_{pp}=8.0, 10.0, 12.0, 14.0$ kV 时放电图像如图 5 所示,可以看到激励电压越高,放电区域越宽,放电光强越强,这一点得到了广泛认同。

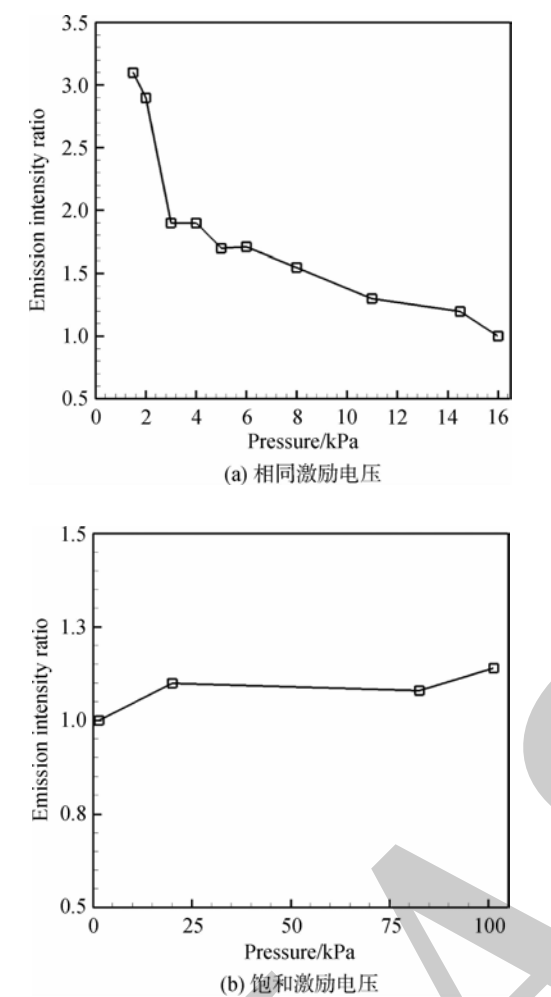


图 4 不同气压下放电的光强比

Fig. 4 Light intensity ratios at different gas pressures

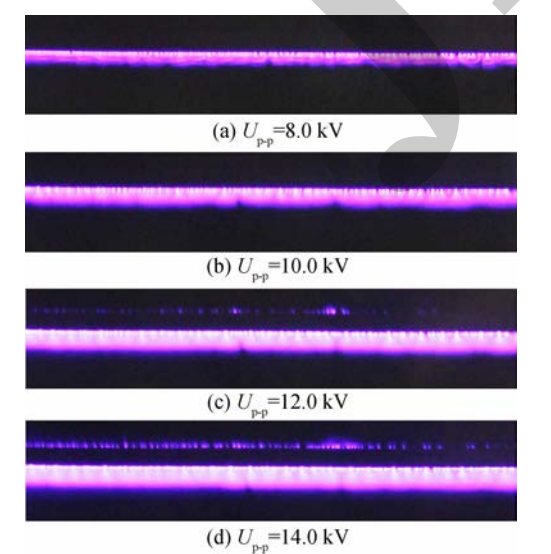


图 5 $p=51.2\text{ kPa}$ 时不同电压下放电图像

Fig. 5 Discharge images at different applied voltages at a gas pressure of $p=51.2\text{ kPa}$

图 6 为气压 $p=51.2, 60.0\text{ kPa}$ 下, 光强比随激励电压的变化(参考总相对光强为图 2(f))。由图可见, 气压相同时, 光强比与激励电压成近似线性关系, 意味着放电电荷与激励电压近似成线性关系。于洋等人^[20]研究了单极性纳秒脉冲介质阻挡放电的电荷传输特性, 发现随着激励电压的增大, 放电能量近似线性增大, 与本文的实验结果类似。

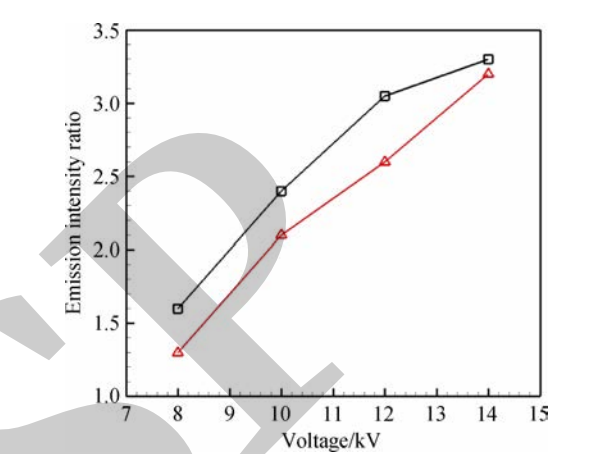


图 6 光强比随电压变化情况

Fig. 6 Light intensity ratios varies with applied voltage

4 唯像学建模

4.1 仿真模型改进

针对 Suzen 等人提出的唯像学模型, 其空间电荷分布与电荷边界条件存在密切关系, 边界条件如下:

$$\rho_{c,w} = \rho_{c,max} G(x) f(t) \quad (1)$$

式中 $\rho_{c,max}$ 为电荷密度的最大值, 一般取 0.008 C/m^3 ; $f(t)$ 为波形函数; $G(x)$ 与激励器在流场中的位置有关。

$$G(x) = e^{-(x-\xi)^2/2\theta^2} \quad (2)$$

式中 ξ 为位置参数, 由它决定函数最大值的位置, 一般取植入电极的最左端; θ 为尺度参数, 由它决定衰减速度。

可以看到该模型的边界条件没有考虑激励电压和环境气压的影响, 导致其应用范围受到限制, 下面将利用相对光强表示电荷浓度分布, 根据前面实验结果对其进行改进。

考虑到放电图像实际上表现出多区域阶梯特性, 这里将任意条件下的相对光强拟合为

$$Y = \sum_{i=1}^n K_i e^{-(x-\mu_i)^2/2\sigma_i^2} \quad (3)$$

式中 n 为高斯函数个数,一般取 $2\sim 4$ 即可, K_i 为不同高斯函数的权重系数。

假设总相对光强为 G_0

$$G_0 = \int Y dx \tag{4}$$

考虑到

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-a^2 x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{a} \tag{5}$$

将式(3)代入式(4)可得

$$\sum_{i=1}^n K_i \sqrt{\pi} \sigma_i = G_0 \tag{6}$$

将式(3)用式(6)进行归一化处理可得

$$y = \frac{\sum_{i=1}^n K_i e^{-(x-\mu_i)^2/2\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^n K_i \sqrt{\pi} \sigma_i} \tag{7}$$

式(7)的积分为 1,由此确保电荷分布剖面形状相同。

前面的实验结果表明不同气压下的光强比在 $1.00\sim 1.15$ 之间,饱和和工作模式下最大放电电荷量相近,也就是对于同一个激励器,不同气压下的饱和 G_0 应该相等,因此可以根据某个气压下的多次实验结果得到 G_0 ,并将其作为一个固定值。

另外,相同气压下采用不同激励电压时,总光强随激励电压呈线性变化,如图 6 所示,因此激励电势 V 时的总相对光强为

$$G = G_0 - a(V_0 - V) \tag{8}$$

式中 a 为图 6 中光强比随电势变化斜率, V_0 为饱和电势。可得到任意激励电势下的光强分布为

$$Y_V = [G_0 - a(V_0 - V)] \frac{\sum_{i=1}^n K_i e^{-(x-\mu_i)^2/2\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^n K_i \sqrt{\pi} \sigma_i} \tag{9}$$

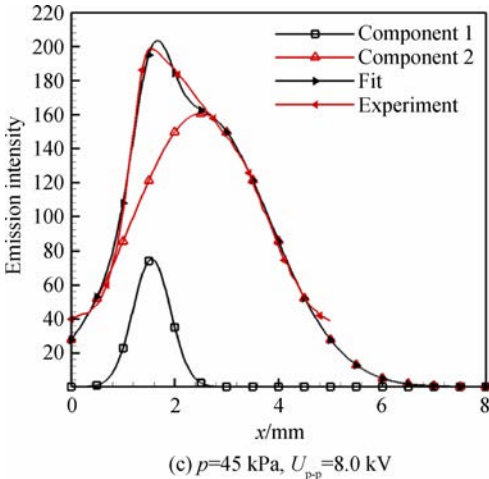
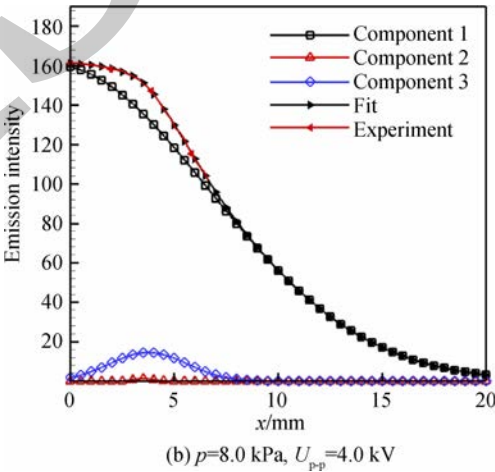
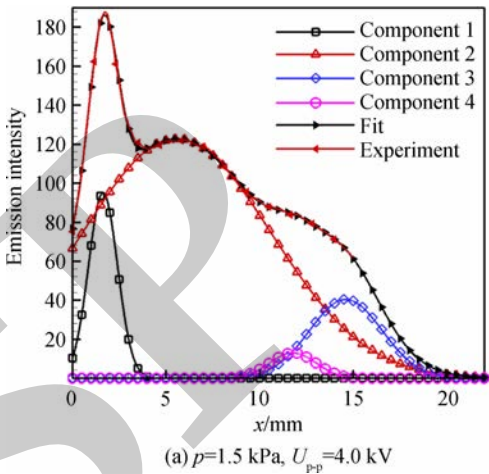
由于总相对光强对应于放电总电荷量,因此将式(9)中总相对光强换为 $\rho_{c,max}$,同时考虑式(1),可得任意激励电势下的电荷分布边界条件为

$$\rho_{c,w} = [\rho_{c,max} - a'(V_0 - V)] \cdot \frac{\sum_{i=1}^n K_i e^{-(x-\mu_i)^2/2\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^n K_i \sqrt{\pi} \sigma_i} f(t) \tag{10}$$

4.2 相对光强拟合结果

图 7 所示为典型气压和激励条件下的相对光强拟合结果。当 $p<5.0$ kPa 时,相对光强呈现多台阶形式,拟和函数由三个主要函数和次要函数组成,主要函数为数值较大的函数,分别代表了放

电的 3 个主要放电区域,次要函数为数值较小的函数,相当于放电较弱的区域。当气压位于 $5.0\sim 11.0$ kPa 之间时,拟和函数由一个主要函数和 2 个几乎可忽略不计的次要函数组成,说明此气压区间内放电更加均匀。气压进一步增大后,相对光强分布更接近于方波函数,拟和函数由 1 个主要函数和多个相对较小的次要函数构成,次要函数中心位置非常靠近零也就是暴露电极后缘处,



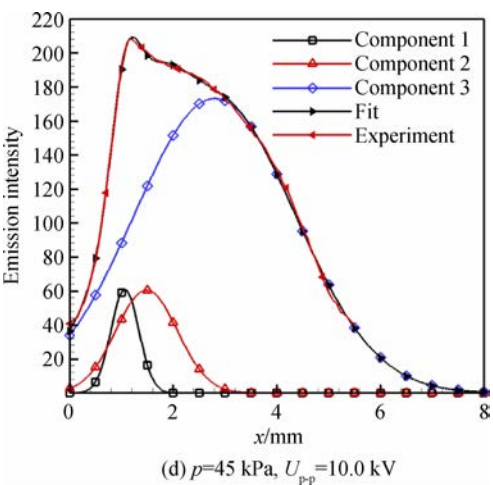


图 7 相对光强拟合

Fig. 7 Fitted relative light intensity

并且激励电压增大这个现象更加明显,说明高压下两个电极相临处的放电更加强烈。气压超过 5.0 kPa 时,主要发光区域位于 5.0 mm 以内,也就是说放电主要发生在植入电极上方。

图 8 所示为 $U_{pp}=8.0\text{ kV}$ 时放电相对光强随气压的变化,可以看到,随着气压的增大,放电的宽度迅速减小,从比较饱满的方波形式逐渐向陡峭的三角波形式发展,尤其是气压从 $p=20.0\text{ kPa}$ 增大到 30.0 kPa 时,不过 31.2 kPa 和 37.5 kPa 时几乎没有区别,此后进一步减小,不过减小幅度降低;另外, $p=20.0\text{ kPa}$ 时在暴露电极附近出现一个明显的台阶,其他气压下并不明显。

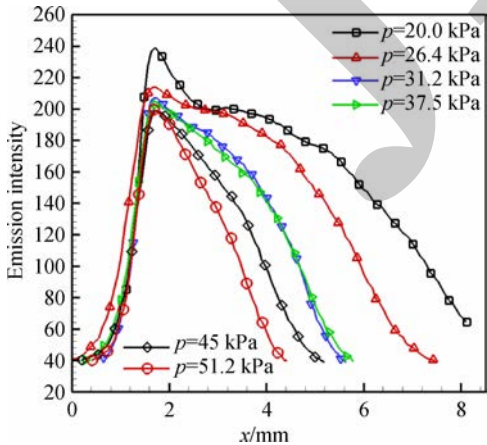


图 8 不同气压下的放电相对光强($U_{pp}=8.0\text{ kV}$)

Fig. 8 Relative light intensity at different gas pressures ($U_{pp}=8.0\text{ kV}$)

4.3 模型验证

以 $p=1.5\text{ kPa}$, $U_{pp}=4.0\text{ kV}$ 和 $p=20.0$

kPa , $U_{pp}=8.0\text{ kV}$ 放电为例对模型进行实验验证,按照公式(10)计算得到的电荷二维分布如图 9 所示。不同气压时,电荷分布变化明显,说明采用不同的电荷边界条件十分必要。

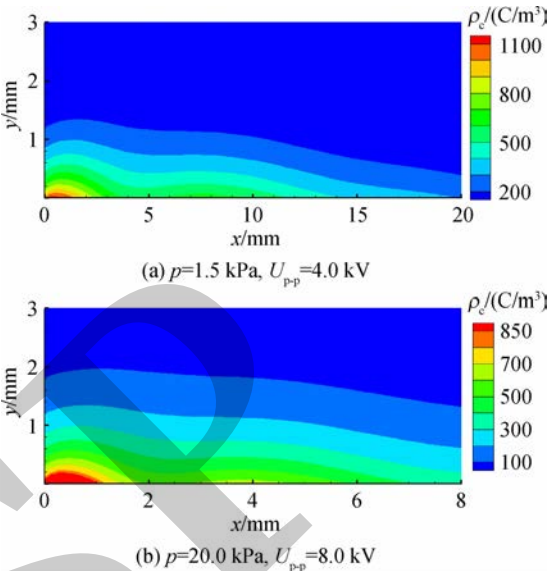
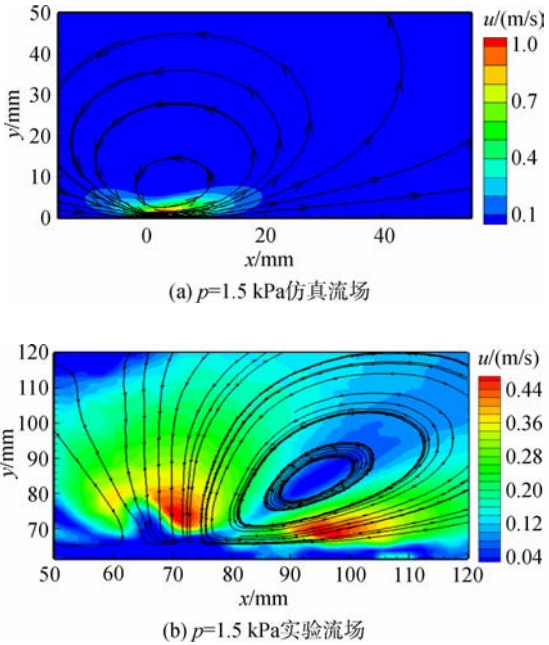


图 9 低压条件下电荷分布

Fig. 9 Charges distribution at low gas pressures

按照上述改进电荷分布条件后的 Suzen 模型进行唯像学仿真,得到的计算结果如图 10 所示,其中最大电荷密度均为 0.01 C/m^3 ,同时与使用 PIV 技术得到的实验结果进行了对比。实验和仿真电源频率均为 10 kHz , $p=1.5\text{ kPa}$ 时, $U_{pp}=4.0\text{ kV}$; $p=20.0\text{ kPa}$ 时, $U_{pp}=8.0\text{ kV}$ 。



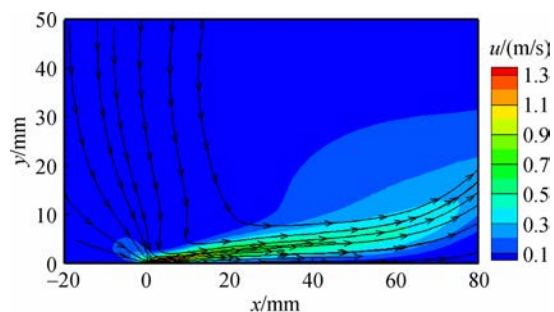
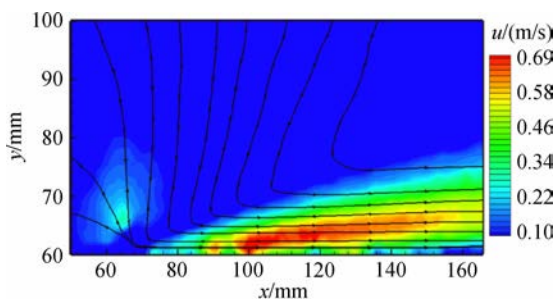
(c) $p=20.0$ kPa 仿真流场(d) $p=20.0$ kPa 实验流场

图10 仿真与实验结果对比

Fig. 10 Comparisons between simulation and experiment results

由图10(a)和图10(b)可见, $p=1.5$ kPa 仿真流场与实验流场均存在一个诱导涡,两流场中涡心到壁面距离基本一致,不过 x 方向位置差别较大。由图10(c)和图10(d)可见, $p=20.0$ kPa 仿真流场与实验流场均为 L 型结构射流流场。同时可以看到,仿真得到的最大速度是实验结果的 2 倍,其原因可能有两个方面:一是仿真时最大电荷密度较大,使得仿真结果偏大;二是实验时采用发烟饼燃烧颗粒作为示踪粒子,在低气压下其跟随性存在不足,导致测量结果偏小。后一个因素的可能性更高,总的来说,目前的模型具备了模拟不同高度诱导射流的能力,但不够完美,还需要在后续的研究中继续验证、改进。

5 结 论

本文假设等离子体离子数密度正比于等离子体放电光强,通过对等离子体放电发光图像进行灰度处理,获得不同气压、激励电压下等离子体电荷密度沿壁面的分布特性,进而通过理论推导,数据拟合建立电荷边界条件,并针对两个典型高空低气压放电进行了数值计算,将计算结果与相应的 PIV 实验结果进行比较,两者吻合较好,证明采用新边界条件后的唯像学模型具有更好的适应能力,可用于高空实际飞行环境中等离子体流动

控制的数值研究。不过还存在一些不足,主要是模型虽然具有统一的形式,但是具体应用时还需要首先通过低压放电光学图像灰度处理获得准确数据来提供支持,然后才能进行数值计算,对模型的应用有一定限制,另外对激励器电极宽度等参数的考虑还有欠缺,最大电荷密度还有待细致校准,后续工作将需要进一步完善模型。

参考文献:

- [1] MOREAU E. Airflow control by non-thermal plasma actuators[J]. Journal Physics D: Applied Physics, 2007, 40(3): 605-636.
- [2] 聂万胜,程钰锋,车学科. 介质阻挡放电等离子体流动控制研究进展[J]. 力学进展, 2012, 42(6): 722-734.
NIE Wansheng, CHENG Yufeng, CHE Xueke. A review on dielectric barrier discharge plasma flow control[J]. Advances in Mechanics, 2012, 42(6): 722-734. (in Chinese)
- [3] WANG Jinjun, CHOI K, FENG Lihao, et al. Recent developments in DBD plasma flow control[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2013, 62(1): 52-78.
- [4] ORLOV D M, CORKE T C. Numerical simulation of aerodynamic plasma actuator effects[R]. AIAA-2005-1083, 2005.
- [5] SHYY W, JAYARAMAN B, ANDERSSON A. Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics[J]. Journal of Applied Physics, 2002, 92(11): 6434-6443.
- [6] LIU A B, ZHANG P F, YAN B, et al. Flow characteristics of synthetic jet induced by plasma actuator[J]. AIAA Journal, 2011, 49(3): 544-553.
- [7] 梁华,李应红,程邦勤,等. 等离子体气动激励抑制翼型失速分离的仿真研究[J]. 航空动力学报, 2008, 23(5): 777-783.
LIANG Hua, LI Yinghong, CHENG Bangqin, et al. Numerical simulation on airfoil stall separation suppression by plasma aerodynamic actuation[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(5): 777-783. (in Chinese)
- [8] SUZEN Y B, HUANG P G. Simulations of flow separation control using plasma actuators[R]. AIAA-2006-877, 2006.
- [9] 宋科,杨旭东,乔志德. 翼型动态失速 DBD 等离子体流动控制的数值模拟研究[J]. 航空计算技术, 2010, 40(3): 5-8.
SONG Ke, YANG Xudong, QIAO Zhide. Flow control of airfoil dynamic stall based on DBD plasma actuators[J]. Aeronautical Computer Technique, 2010, 40(3): 5-8. (in Chinese)
- [10] 李钢,黄卫兵,朱俊强,等. 平板附面层等离子体流动控制的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2007, 22(12): 2073-2077.
LI Gang, HUANG Weibing, ZHU Junqiang, et al. Numerical simulation of flat plate plasma flow control[J]. Journal of Aerospace Power, 2007, 22(12): 2073-2077. (in Chinese)

[11] CHENG Yufeng,CHE Xueke,NIE Wansheng. Numerical study on propeller flow separation control by DBD plasma aerodynamic actuation[J]. IEEE Transactions on Plasma Science,2013,41(4):892-898.

[12] 李凡玉,李军,吴云,等. 纳秒脉冲等离子体气动激励数值仿真[J]. 航空动力学报,2015,30(3):537-545.
LI Fanyu,LI Jun,WU Yun,et al. Numerical simulation of nanosecond pulse plasma aerodynamic actuation[J]. Journal of Aerospace Power, 2015, 30(3): 537-545. (in Chinese)

[13] CHE Xueke,SHAO Tao,NIE Wansheng, et al. Numerical simulation on a nanosecond-pulse surface dielectric barrier discharge actuator in near space[J]. Journal of Physics D: Applied Physics,2012,45(14):145201. 1-145201. 14.

[14] UNFER T,BOEUF J P,ROGIER F,et al. Multi-scale gas discharge simulations using asynchronous adaptive mesh refinement[J]. Computer Physics Communications, 2010, 181(2):247-258.

[15] 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 air foil with OAUGDP[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2008, 26(3):334-338. (in Chinese)

[16] ORLOV D M,CORKE T C,PATEL M P. Electric circuit model for aerodynamic plasma actuator[R]. AIAA-2006-1206,2006.

[17] GREGORY J W,ENLOE C L,FONT G I,et al. Force production mechanisms of a dielectric-barrier discharge plasma actuator[R]. AIAA-2007-0185,2007.

[18] 车学科,聂万胜,丰松江,等. 介质阻隔面放电的结构参数[J]. 高电压技术,2009,35(9):2213-2219.
CHE Xueke,NIE Wansheng,FENG Songjiang, et al. Geometrical parameter study of dielectric barrier surface discharge[J]. High Voltage Engineering, 2009, 35(9): 2213-2219. (in Chinese)

[19] 周朋辉,田希晖,车学科,等. 不同压力下微秒脉冲表面介质阻挡放电电流场实验[J]. 航空动力学报,2013,28(12):2691-2697.
ZHOU Penghui, TIAN Xihui, CHE Xueke, et al. Experiment of airflow induced by microsecond pulse surface dielectric barrier discharge under pressure influences [J]. Journal of Aerospace Power, 2013, 28(12): 2691-2697. (in Chinese)

[20] 于洋,邵涛,章程,等. 单极性纳秒脉冲介质阻挡放电电荷传输特性实验分析[J]. 高电压技术,2011,37(6):1555-1562.
YU Yang, SHAO Tao, ZHANG Cheng, et al. Experimental analysis on charges transported in dielectric barrier discharge using unipolar nanosecond-pulse generator[J]. High Voltage Engineering, 2011, 37(6): 1555-1562. (in Chinese)

(编辑:叶 青)