

等离子体气动激励机理数值研究*

程钰锋[†] 聂万胜 李国强

(装备指挥技术学院航天装备系, 北京 101416)

(2011年4月23日收到; 2011年6月9日收到修改稿)

基于介质阻挡与准直流电弧放电的物理过程, 分析了它们的气动激励机理, 建立了各自的气动激励模型, 并分别研究了它们对低速和超声速流动的激励效果. 结果显示: 介质挡板放电等离子体气动激励机理是改变了连续流体中的三种力, 即由牛顿内摩擦引起的剪切应力、由电动力学引起的体积力及由压力突变引起的冲击力, 其中基于电动力学的体积力效应占主导地位; 临近空间环境中体积力的作用效果更强, 诱导速度更大; 超声速来流下准直流电弧放电气动激励机理主要是等离子体的热阻塞效应, 本文所建立的爆炸丝传热模型可以用于仿真其控制激波的过程; 热电弧对于超声速来流而言就像一个具有一定斜坡角度的虚拟突起, 可用于高超声速飞行器前体激波的控制.

关键词: 等离子体气动激励机理, 介质阻挡放电, 准直流电弧放电

PACS: 05.70.-a, 47.40.-x, 52.25.Kn, 52.30.-q

1 引言

等离子体主动流动控制具有响应快、尺寸小、可靠性高等优点, 因此是一种非常具有发展潜力的新型流动控制技术, 近年来已逐渐成为国际上气动力和气动热领域的研究热点^[1,2]. 其中, 介质阻挡放电 (DBD) 等离子体边界层控制是典型的低速情况下等离子体流动控制方式^[3]; 准直流电弧放电等离子体激波控制是典型的高速情况下等离子体流动控制方式^[4], 这是现阶段国内外研究较多的两种等离子体流动控制形式. 尽管研究等离子体的团队有很多, 但等离子体气动激励的基本理论和关键技术都还不够成熟.

对于 DBD 气动激励方面的仿真研究, 国内和国外都有较多的资料, 并且国内水平已逐渐接近国外. 国外主要有美国的 Shyy 等^[5] 建立的体积力简化模型和 Suzen 等^[6] 建立的基于求解静电场拉普拉斯方程和泊松方程的电场力模型, 其主要机理都是等离子体在电场作用下做定向运动带给流场的体积力效果. 我国的梁华等^[7,8]、毛枚良等^[9,10]、薛帮猛和杨永^[11]、李刚^[12] 等许多研究者都采用类似模型对 DBD 气动激励及其应用做了不少研究. 车学科等^[13,14] 所采用的气动激励机理与 Shyy 等^[5] 的一样, 但研究方法不同; 他首先耦合求解泊

松方程和漂移 - 扩散方程, 计算 DBDs 放电过程中电子和正离子数密度的发展变化, 结合电场分布得到时间平均离子静电场力, 然后将该静电场力作为流动控制方程的源项进行流动控制计算, 具有一定的创新性, 通过研究表明正向推力和反向拉力均可以在距壁面一定高度处形成射流, 正向射流自身增加边界层动量, 更重要的是通过引射主流将主流中的能量输运到边界层中, 从而减小边界层厚度; 反向射流与来流相撞后形成回流区将边界层向外推, 能够增加边界层厚度.

对于准直流电弧放电等离子体气动激励的仿真研究, 国外主要有俄罗斯的 Sergey 和 Dmitry^[15,16]、Shneider 等^[17] 采用简化模型研究了电弧放电对超声速气流中激波位置和强度的影响, 他们将等离子体简化为一个可控的热源作用于超声速流场, 发现等离子体可以改变激波角减弱激波强度. 国内有电弧放电等离子体气动激励的实验研究, 但仿真研究还不多见. 空军工程大学的王健等^[18] 通过理论分析和实验对比证明了电弧放电等离子体气动激励的机理主要是等离子体的热效应.

因为等离子体气动激励不但涉及流体物理学、统计物理学、热力学、电磁力学、电动力学等多种物理理论, 还涉及激光、气体放电等多种技

* 部委级试验技术项目 (批准号: 2009SY4106002) 资助的课题.

[†] E-mail: ch00yf@163.com

术, 研究起来非常复杂, 所以目前的研究结果多是对实验和仿真现象的描述, 对机理的分析相对较少. 等离子体放电和气动激励时各物理过程的时间跨度很大, 包括瞬间发生的电磁场分布过程、不足纳秒级的电子能量传输过程、纳秒级的电子输运过程、微秒级的离子输运过程及毫秒级的中性气体流动及传热过程等, 这些时间跨度相差六七个数量级之多的多物理过程使得等离子体的数学仿真十分困难. 因此, 在结果合理的前提下, 对等离子体气动激励这一复杂的多物理过程进行相应的简化, 提出主要激励机理建立等效模型, 对研究和应用等离子体流动控制这一前沿技术是十分必要的. 基于此, 本文在介质阻挡放电和准直流电弧放电物理过程的基础上, 分析了它们的气动激励机理, 建立各自的气动激励等效模型. 通过仿真研究, 得出了介质阻挡放电等离子体的主要激励机理, 并研究了临近空间中介质阻挡放电等离子体的控制效果; 通过与理论分析的比较, 验证了本文所建立的爆炸丝传热模型对准直流电弧放电等离子体激波控制数值模拟的可行性, 并依此研究了准直流放电对高超声速飞行器前体激波的控制效果.

2 等离子体气动激励机理分析

2.1 介质阻挡放电

2.1.1 放电过程

DBD 激励器由两个平行电极组成, 阴极埋入绝缘介质材料, 阳极暴露在大气环境下, 如图 1 所示. 当在暴露电极与植入电极之间加载适当高压交流电源后, 产生的强电场将加速电极附近空气中的电子、离子并与氧气、氮气等中性分子、原子发生碰撞, 当电子能量达到一定程度后电子将离解、电离中性粒子进而释放出新的电子, 新的电子将继续碰撞、电离中性粒子直至发生电子雪崩而击穿空气.

2.1.2 气动激励机理分析

当 DBD 放电在较高密度的气体中发生时, 其离子碰撞平均自由程远小于等离子体特征线度, 满足等离子体流体力学描述的适用条件. 连续介质气体中力的来源有三种: 一是由于牛顿内摩擦而引起的剪切应力; 二是作用在流体块中各质点上的非接触体积力; 三是由于能量释放导致压力突变而引起的冲击力. 基于此, 本文依据流体力学宏观运动的连续性、易流动性、压缩性、黏滞性等, 针对高压脉

冲电源激励 DBD 放电等离子体, 总结提出介质挡板放电等离子体气动激励的三个机理: 1) 基于放电过程的物性变化效应; 2) 基于电动力学的动力效应; 3) 基于介质挡板热损失的能量冲击效应.

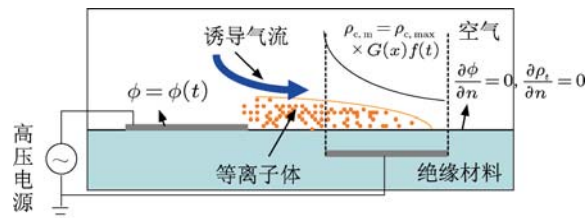


图1 DBD 激励器示意图及边界条件

1) 基于放电过程的物性变化效应. 高压电源激励介质阻挡放电, 使得电极附近稳定的中性气体电离, 中性气体的物性也随之转变为等离子体的物性, 这可能会给流场带来扰动. 比如, 等离子体内部会发生复合、电荷交换等现象, 这些物理现象的宏观效应是改变了流体的黏滞性, 而放电区域黏性的变化将带来流体内部摩擦剪切应力的变化, 同时黏性系数又是湍流方程的重要参数, 它的变动必将带来流场的变化.

2) 基于电动力学的动力效应. 等离子体在空间不均匀电场的作用下, 电子逆电场方向运动, 正离子沿电场方向运动, 其中电子动量远小于离子动量, 其动量交换可以忽略不计^[14]. 离子在向电场梯度方向运动的过程中与中性气体分子发生碰撞, 交换动量, 诱导激励器表面的空气发生定向运动. 因此, 等离子体动力效应的作用效果是诱导近壁面气流加速, 诱导速度主要由电动力学体积力的作用而产生. 所以可以通过求解静电场方程组得到等离子体体积力, 并以源项的形式写入 N-S 方程的动量方程组的方法来研究等离子体动力效应控制机理.

3) 基于介质挡板热损失的能量冲击效应. DBD 激励器与外界大气环境可以看成是一个封闭的热力学系统, 它们之间只有能量交换没有质量交换. 由热力学第二定律可知, 不存在做功率为 1 的系统, DBD 激励器工作过程中也存在一些功率损失, 电源的功率主要消耗是无功功率和激励器介质的热损失^[19]. 无功功率是指网络中存在非纯电阻的负载, 使得一部分功率没有做功又回到了电源, 它对流场没有影响; 介质的热损失是位移电流在介质挡板中所产生的热量, 它将造成激励器表面出现温度梯度, 从而可能对外界流场产生一定的影响.

2.1.3 气动激励模型

依据 1.1.2 节的分析, 可以分别建立与三个气

动激励相对应的物理模型. 鉴于目前还没有得出大家公认的等离子体中流体物性的变化规律, 所以本文暂不针对物性变化效应建立相应的物理模型. 下面分别建立对应于动力效应和能量损失效应的模型.

1) 动力效应的体积力模型

通过求解静电场的拉普拉斯方程和泊松方程分别求出激励器表面电压分布和电荷分布

$$\nabla \cdot \epsilon \nabla \varphi = 0, \tag{1}$$

$$\nabla \cdot \epsilon \nabla \phi = -\rho_c / \epsilon_0. \tag{2}$$

由麦克斯韦方程可知, 对于静电场, 电场强度矢量的旋度为 0, 因此静电场是一个无旋场, 根据矢量分析恒等式得出电场是电势的负梯度

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi. \tag{3}$$

静电场对电荷作用的体积力如下

$$\mathbf{f} = \mathbf{E} \rho_c, \tag{4}$$

其中, ϵ 是中性气体的相对介电常数; ϵ_0 是真空介电常数; φ 是外加电场产生的电势; ϕ 是等离子体中带电离子产生的电势; ρ_c 是等离子体电荷密度; \mathbf{E} 是电场强度.

2) 能量冲击模型

由上面可知, DBD 等离子体能量冲击效应的能量来源于位电流在介质挡板中的热量损失 [19]

$$P = U_{\max}^2 \frac{2\pi f A}{s} \epsilon_0 \epsilon_r \tan \delta, \tag{5}$$

其中, U_{\max} 是电极两端加载的电源电压有效值; f 是电源频率; s 是电极厚度; ϵ_0, ϵ_r 分别是真空介电常数和相对介电常数; $\tan \delta$ 是介质损耗因子.

参照文献 [6,7,12], 对体积力模型边界条件的处理如图 1 所示. 上下两个电极起始位置分别为 30 mm 和 40.5 mm, 长为 10 mm, 厚为 0.102 mm, 横向间距为 0.5 mm, 纵向间距为 0.127 mm. 高压脉冲电源为方波电源, 频率为 4.5 kHz, 电压有效值为 5 kW. 绝缘介质与空气的接触面上电势的法向梯度为 0, 最大值电荷密度为 0.008 C/m³, 尺度参数 θ 取为 0.3. 空气的相对介电常数为 1.0, $\tan \delta$ 取 Kapton 介质损耗因子, 其值为 0.0315.

2.2 准直流电弧放电

图 2 是准直流电弧放电示意图, 准直流电弧放电的物理过程是等离子体场发射过程 [20]: 当阴极和阳极之间加载一个脉冲高压后, 在电压脉冲前沿

即在电压迅速上升期间, 阴极表面的局部具有很高的场强, 发生场致发射; 场致发射的电流随电压而增加, 当发射电流密度达到一定程度时, 发射电流受电子空间电荷的影响, 逐渐过渡到电荷限制区, 当电流继续增加到某一值时, 由于发射电子对微尖的加热作用, 使微尖达到接近熔化的温度, 尖端材料分子向空间蒸发, 随即被发射电子电离, 使电流增加; 电流的增加又使尖端材料被大大加热, 最后造成尖端材料的熔化和爆炸, 大量的分子投射到放电空间; 这部分分子又被电离, 最后形成包围阴极的等离子体壳层, 它以一定的速度向阳极膨胀; 当等离子体扩展到阳极时, 整个阴极 - 阳极之间的放电区域便被等离子体充满, 造成阳极 - 阴极之间的短路, 发生准直流电弧放电.

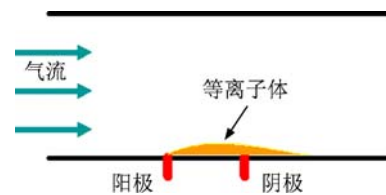


图 2 电弧放电示意图

由准直流电弧放电过程可知, 放电区域的温度必然很高. 当温度达到 5000 °C 度以上的高温时, 气体放电的电离过程的性质接近于纯粹的热电离, 等离子体中的电子平均动能趋近于中性气体原子的平均动能, 因此, 这类放电可用热力学理论加以解释. 文献 [18] 的研究也表明电弧放电气体激励机理是热效应在起主要作用.

基于此, 本文引入爆炸丝原理 [21] 来解释准直流电弧放电过程中, 在极短瞬间内将能量倾注于很小的空间中, 使之产生高温热阻塞的现象.

参照爆炸丝内能的变化规律, 根据内能变化等于功率减去能量损失的能量守恒定律, 可得

$$\frac{dU}{dt} = P - \epsilon \sigma_b A T_1^4 - \frac{dw}{dt} - Q, \tag{6}$$

其中, U 是存在于放电空间的介质质量内能; P 是电弧功率; $\epsilon \sigma_b A T_1^4$ 是辐射内流, σ_b 是斯特藩 - 玻尔兹曼常量; T_1 是电弧温度; ϵ 电极材料的热辐射系数, 为计算方便, 本文取其值为碳的热辐射系数 0.8; A 是电弧的表面积, 这里取为放电区域的长度与电极直径的乘积; dw/dt 是流体动力学能量损失; Q 是放电介质传导、对流是热损失. 由于准直流放电过程在瞬间完成, 所以流体动力学能量损失和对流

传导热损失均可以忽略不记, 于是有

$$\frac{dU}{dt} = P - \varepsilon\sigma_b AT_1^4. \quad (7)$$

假设电弧放电在流动的介质中完成, 则每一次放电对应的介质都不是上一次放电对应的介质, 所以可以假设介质的质量内能是不变的, 于是可以假设 $dU/dt = 0$. 于是有

$$0 = P - \varepsilon\sigma_b AT_1^4. \quad (8)$$

通过上面的模型来计算出电弧温度, 并假设用于产生热量的功率占激励器总功率的 10% [22,23], 添加到放电区域的流场当中, 使得电弧附近形成温度梯度, 进而影响流场结构.

3 控制方程

忽略流场中等离子体等组分的变化, 加入了等离子体源项的欧拉方程可以写成如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial t} U + \frac{\partial}{\partial x} X + \frac{\partial}{\partial y} Y = H, \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} U &= (\rho \ \rho u \ \rho v \ e)^T, \\ X &= (\rho u \ \rho u^2 + p \ \rho v u \ (e + p)u)^T, \\ Y &= (\rho v \ \rho v u \ \rho v^2 + p \ (e + p)v)^T, \\ H &= (0 \ f_x \ f_y \ P)^T, \end{aligned}$$

理想气体状态方程为

$$p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon, \quad (10)$$

其中, ρ 是气体密度; γ 是气体比热比; u, v 分别是 x, y 方向的速度分量; e 是单位体积总能, 即能量密度, $e = \rho[\varepsilon + (u^2 + v^2)/2]$; ε 是单位质量内能; f_x, f_y 是基于电动力学的等离子体体积力源项, P 是等离子体能量源项.

湍流模型采用 SST (shear-stress transport) $k-\omega$ 两方程湍流模型, 该模型考虑了正交发散项等, 所以对近壁面及远壁面都合适, 并且更适合对流减压区. 详见文献 [24].

4 结果及分析

4.1 介质挡板放电

图 3(a) 是电极附近电压分布云图及电场强度的矢量分布图, 图 3(b) 是电荷密度分布云图和等

离子体体积力的矢量分布图, 放电环境是大气压下静止空气. 由图 3 可见, 各参数的分布图与文献 [6,7,12] 等的结果符合得很好, 说明文中所用的数学模型可以用于介质阻挡放电等离子体气动激励过程的仿真研究. 由图 3(a) 可见, 暴露电极表面电势梯度较小两端电势梯度较大, 即暴露电极两端电场强度最大, 见电场矢量分布. 由图 3 可见, 植入电极上表面电荷密度最大并随 y 坐标轴和 x 坐标轴逐渐衰减, 与实际情况相符合, 即电场强度越大的区域电荷密度越大. 由图 3 可见, 电场矢量分布与体积力矢量分布基本一致, 这是由体积力与电场的关系决定的, 较大区域都是集中在暴露电极与植入电极之间的区域. 这里的体积力将激励空气产生诱导速度, 从而改变流场结构.

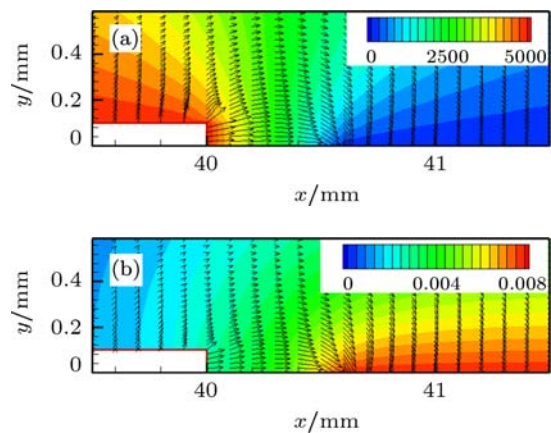


图 3 电场参数及体积力分布图 (a) 电压分布及电场矢量分布图; (b) 电荷分布及体积力矢量分布图

介质挡板放电等离子体气动激励通过改变连续气体中的摩擦剪切应力、非接触体积力及能量冲击力来影响流场结构, 从而实现对流场的控制. 为研究介质阻挡放电等离子体的主要气动激励机理, 本文在高度为 0 km 的地面环境和 20 km 的临近空间环境下, 分别仿真只考虑体积力与同时考虑体积力和能量损失两种情况等离子体的气动机理过程. 图 4 是动力效应和能量效应对边界层影响的比较图, 其中 H 表示高度, 单位是 km, x 表示边界层所在位置, 单位是 mm. 由图可见, 两种不同的放电环境下没有考虑能量损失模型和考虑了能量损失模型的计算结果都基本相同, 诱导速度边界层的分布没有差别. 说明本文所分析的基于介质挡板热损失的能量冲击效应对流场的影响很小, 即介质阻挡放电等离子体的气动激励机理主要是体积力的动力效应.

由图 4 可知, 在地面和临近空间两种放电环境下, 介质挡板放电等离子体所诱导的速度分布并不

一样. 为了进一步研究地面环境下与临近空间中等离子体诱导速度的不同, 下面以不考虑介质挡板激励器热量损失的算例为例, 研究地面和临近空间两种情况下诱导速度场与流线分布情况, 为 DBD 的应用提供理论基础.

图 5 是高度为 0 km 的地面环境下和 20 km 的临近空间环境下静止空气中等离子体诱导速度及流线分布比较图. 由图 5(a) 可见, 地面环境下静空气中介质阻挡放电等离子体最大诱导速度约为 0.974 m/s, 其流线分布和速度大小都与文献 [6,7,12] 等的结果符合得很好. 由文献 [25] 的研究可知, 临近空间环境中介质挡板放电等离子体的

电荷密度变化很小, 所以数值模拟时放电参数的设置不变, 图 5(b) 是临近空间中电势及流线分布图. 由图可见, 此时诱导速度场与地面环境下的诱导速度场大不一样, 最大诱导速度可达 12 m/s 左右, 在激励器表面形成了一个非常明显的诱导漩涡, 该诱导漩涡的直径约为 13 mm, 并在主诱导漩涡的下游产生了一个较小的二次诱导漩涡. 主诱导漩涡产生的原因是空气受到等离子体体积力的作用发生定向运动的结果, 次诱导漩涡产生的原因是气体具有一定的黏性, 使得这一部分气体产生了两个黏性边界层, 即下面的壁面边界层和上面的诱导速度所带来的边界层.

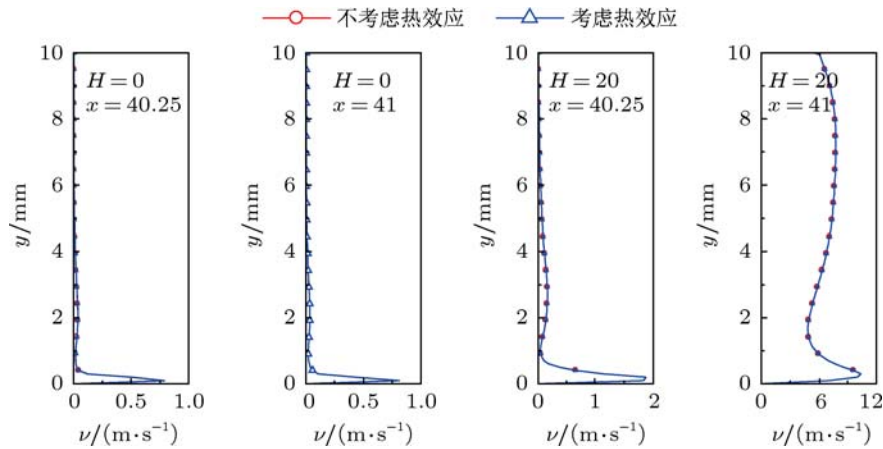


图 4 动力效应和能量效应对边界层影响的比较图

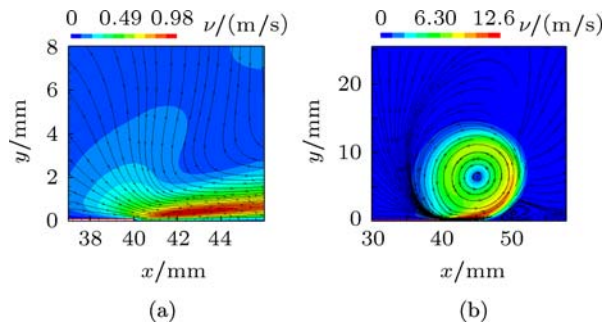


图 5 静止空气中等离子体诱导速度及流线分布比较图 (a) 地面环境下; (b) 临近空间环境下

比较图 5(a) 和 (b) 可知, 临近空间中等离子体气动激励效果更强. 速度随放电高度增大而逐渐增大的原因可能是: 随着海平面高度的增大, 大气压力逐渐减小, 空气逐渐稀薄; 保持激励器加载电源不变, 使得电场不变, 电荷密度的初始条件不变所以其空间分布不变, 因此等离子体的体积力基本不变; 因此离子定向运动时与气体分子碰撞的频率变小, 等离子体平均自由程增大, 所以离子跑得更远更高. 由于体积力的不均匀且只存在于电极附近, 气体又具有一定的黏性, 所以等离子体冲击碰撞过

程中产生漩涡, 这将会促进壁面附面层与主流的能量掺混, 使得主流能量进入边界层, 从而有效地抑制流动分离.

图 6 是高度为 0 km 的地面环境下和 20 km 的临近空间环境中, 不同速度下边界层分布比较图, 算例中没有考虑介质挡板激励器的热量损失. 由图可见, 在地面环境下, 当来流速度大于 $0.05Ma$ 时, 有、无等离子体激励两种情况下边界层分布就已经基本相同; 在临近空间环境下, 当来流为 $0.3Ma$ 时, 有、无等离子体激励两种情况下边界层分布才基本相同. 来流速度逐渐增大时, 有等离子体气动激励和没有等离子体气动激励两种情况的边界层分布差别逐渐减小. 这是因为来流小的时候, 等离子体诱导速度大于来流速度, 所以会加速电极附近附面层的流动, 当速度逐渐增大到一定的值时, 由于体积力不够大, 所以电极附近附面层流动的影响不明显. 有、无等离子体激励时边界层分布相同, 说明等离子体对边界层的影响不明显. 由诱导速度对边界层的影响可以看出, 介质挡板放电等离子体气动激励在临

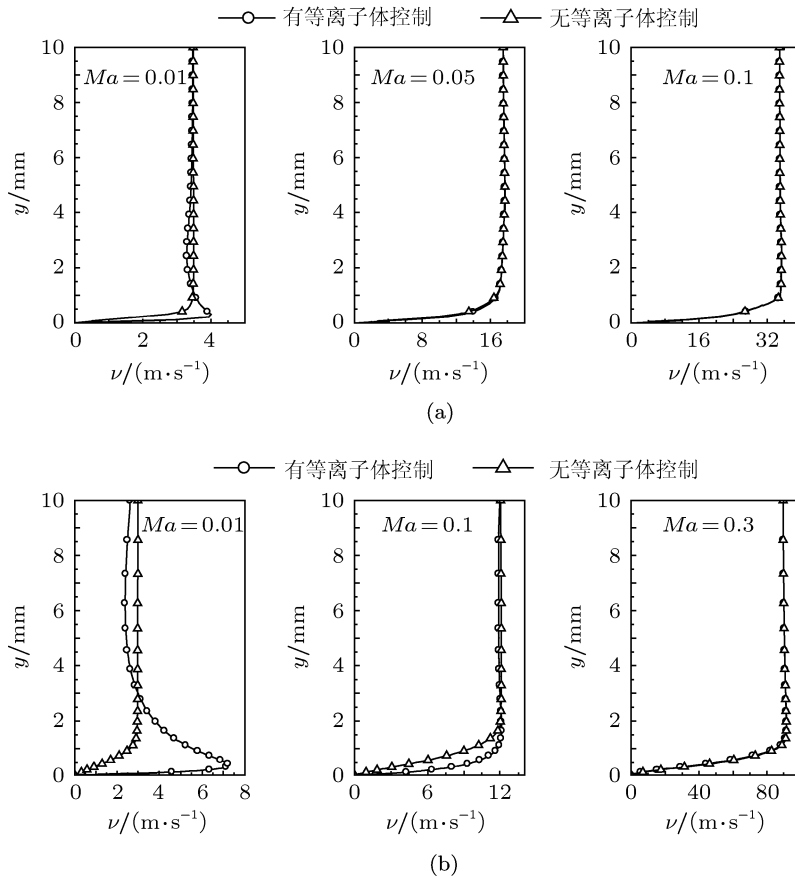


图6 不同速度下边界层分布比较图 (a) 高度为 0 km 的地面环境下; (b) 高度为 20 km 的临近空间环境下

近空间环境下比在地面环境下的控制范围更大, 应用更广.

4.2 准直流电弧放电

参照俄罗斯科学院的 Sergey 和 Dmitry^[15,16] 的实验和计算条件设置本文的计算条件, 在笛卡儿坐标系下的计算区域为一个长 6 m、高 2 m 的矩形区域, 阳极和阴极 x 轴坐标分别是 2000 mm 和 2005 cm, 电极直径为 2 mm. 来流静压为 13333.2 Pa, 静温为 200 K, 流速为 $1.95Ma$, 即速度约为 552 m/s. 假设放电区域只在阴极和阳极之间.

由热阻塞的物理机理^[26]可知, 气体流动过程中, 局部加热会使得气流加速, 局部加热区的气体质量流量降低, 且当局部加热能量很大的时候, 加热区域的气体流量趋于零. 文献[18]的研究表明, 当温度达到 10000 K 时, 冷态的超声速来流遇到热电弧, 绝大部分气流将绕过热电弧, 热电弧对于超声速来流而言就像一个热的、不可穿透的局部突起. 又由于等离子体的高度在气流的作用下由小到

大逐渐递增, 所以准直流放电等离子体虚拟突起可以看作一个有角度的斜坡. 文献[15,16]给出了等离子体虚拟斜坡角度与放电功率和来流条件等的关系式.

$$\tan^2(\theta) = \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{1}{\pi z} \frac{4}{x_{\max}} \frac{W_{\text{av}}}{pv}, \quad (11)$$

其中, θ 是斜坡角度; γ 是气体的比热比, 取为 1.4; z 是等离子体的宽度, 取为 20 mm; x_{\max} 是放电区域的长度; $W_{\text{av}} = W(x_{\max}/2)$, 详见文献[15], 这里取为 0.5 kW; p 是来流静压; v 是来流速度.

通过 (11) 式计算出斜坡角度, 再由斜激波的关系式确定诱导激波角

$$\tan(\beta - \theta) \approx \frac{1}{\sqrt{M^2 - 1}}, \quad (12)$$

其中, β 是斜激波角度, M 是来流马赫数.

将计算条件代入 (11) 式和 (12) 式得出热等离子体虚拟斜坡的斜坡角和诱导斜激波角分别约为 16° 和 47° .

图 7 是仿真结果与理论分析的比较图. 图 7(a) 是温度分布与等离子体虚拟斜坡的比较图, 其中云图为仿真结果, 加粗的虚线是由 (11) 式计算得

到的斜坡角度. 由图可见, 如果将高温区域看成是热等离子体的所在区域, 则等离子体的空间分布符合实际情况和理论分析, 即等离子体的高度在超声速来流的作用下, 沿气流方向由小到大分布, 又由于气流下游等离子体会发生扩散、复合等, 所以会随气流的运动而逐渐消失, 流场的温度也将随之下降. 仿真所得高温分布区的斜坡角度与理论分析所得等离子体虚拟斜坡角度一致, 说明本文建立的爆炸丝传热模型可以用于仿真准直流放电等离子体的传热过程. 由图可见, 温度最高的区域在 2004 mm 到 2005 mm 之间, 放电区域的前端温升不大.

图 7(b) 是压力分布与等离子体虚拟斜坡诱导斜激波的比较图, 其中云图为仿真结果, 加粗虚线是理论分析结果. 由图可见, 仿真结果与理论分析一致. 在超声速气流的作用下, 等离子体诱导激波强度将随着 y 轴坐标的上升逐渐减弱, 诱导激波角逐渐减小, 所以仿真结果比理论分析更符合实际情况. 图 7(c) 为密度分布云图, 与文献 [17] 所述一致.

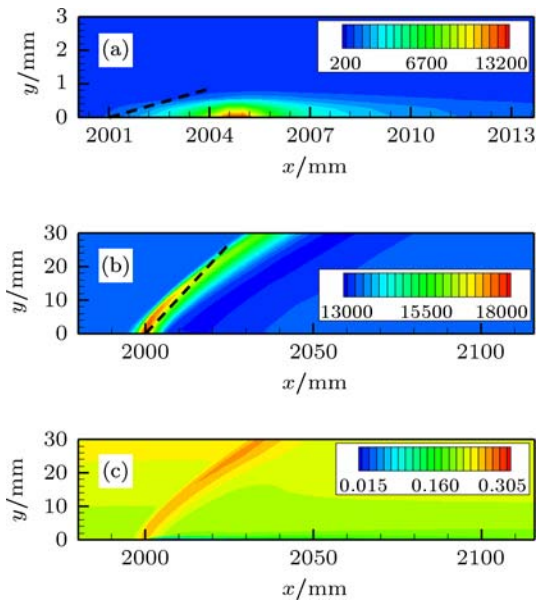


图 7 仿真结果与理论分析比较图 (a) 温度分布云图; (b) 压力分布云图; (c) 密度分布云图

综上所述, 本文所分析的准直流电弧放电等离子体气动激励机理是热阻塞效应是正确的, 所建立的爆炸丝传热模型能够较准确地模拟准直流电弧放电等离子体超声速流动控制过程. 由于准直流电弧放电等离子体可以激励超声速流场产生激波, 所以它可以应用于超声速流场激波的控制. 下面验证该方法对乘波体前体激波的控制效果.

图 8(a) 是二波系乘波体前体及准直流电弧放电区域 (图中前体突起的阴影部分) 示意图. 设计点马赫数为 7, 飞行高度为 20 km; 放电区域位于前体

转折角, 长为 2 cm, 准直流电弧功率为 3 kW/cm.

图 8 的 (b), (c), (d) 分别是设计点激波分布图、马赫数为 8 时有、无等离子体控制时前体激波分布的比较图. 由图 8(b) 可见, 设计点工况下, 前体两道激波的交点位于进气道唇口前沿, 压缩激波聚集在进气道唇口, 反射激波聚集在进气道上壁面进口处, 符合激波 - 唇口 (shock-on-lip, SOL) 的原则 [17]. 由图 8(c) 可见, 马赫数为 8 没有等离子体控制时, 前体两道激波的交点高于进气道唇口, 相交后与唇口的交点不再在唇口前沿, 而是向内移动了一段距离, 即前体激波不符合 SOL 的原则, 激波聚集在进气道内, 会出现反射激波增多、滞止压力减小、边界层分离等问题, 从而影响进气道性能. 由图 8(d) 可见, 马赫数为 8 有等离子体控制时, 前体的激波分布与设计点基本相同, 与没有等离子体控制的情况相比, 压缩比 (进气道入口静压与来流静压的比值) 增大了 19.1%, 进气道入口马赫数减小了 15.8%, 流量系数保持不变, 基本达到了预期控制效果. 由上面的分析可见, 准直流电弧放电等离子体可以用于高超声速飞行器前体激波的控制, 俄罗斯的 Sergey 等在这方面做了很多有意义工作 [2].

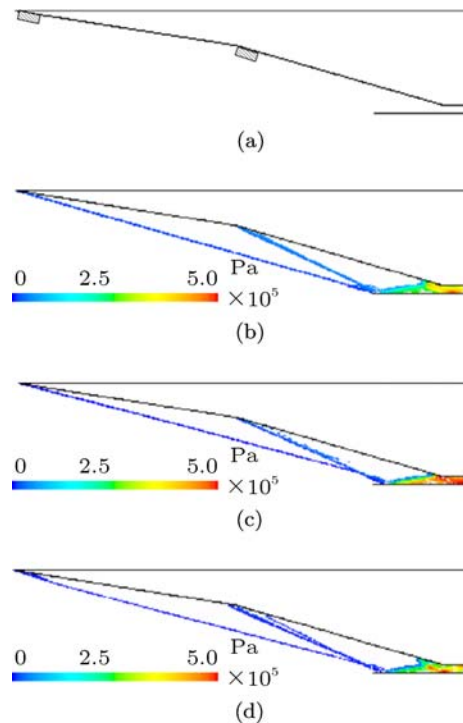


图 8 乘波体前体激波分布比较图 (a) 准直流电弧放电区域示意图; (b) 设计点; (c) 马赫数大于设计点没有等离子体控制; (d) 马赫数大于设计点有等离子体控制

5 结论

本文首先基于介质阻挡放电和准直流电弧放

电的物理过程, 分别分析了它们的气动激励机理, 建立了各自的气动激励模型, 然后模拟了低速情况下介质阻挡放电等离子体流动控制过程和超声速情况下准直流电弧放电等离子体流动控制过程. 仿真结果与文献结果及理论分析结果对比得出本文所分析的等离子体气动激励机理是正确的, 所建立的介质挡板放电等离子体体积力模型和准直流电弧放电等离子体爆炸丝传热模型具有一定的可行性. 主要结论有:

(1) 介质阻挡放电等离子体的气动激励机理有三个, 即基于放电过程的物性变化效应、基于电动力学的动力效应、基于介质挡板热损失的能量冲

击效应. 其中主要机理是基于电动力学的动力效应;

(2) 临近空间中介质阻挡放电等离子体具有比地面环境更强的气动激励, 20 km 的临近空间中诱导速度可达 12 m/s, 诱导漩涡的直径可达 10 mm. 地面环境下来流超过 $0.05Ma$ 时介质阻挡放电等离子体的流动控制效果就已经变得不明显, 这一极限在临近空间中增大到 $0.3Ma$;

(3) 超声速来流条件下, 准直流电弧放电等离子体气动激励机理主要是热等离子体的热阻塞效应, 热电弧对于超声速来流而言就像一个具有一定斜坡角度的虚拟突起, 可以用于高超声速飞行器前体激波的控制.

- [1] Martiqua L P, Thomas C C 2004 *AIAA Journal* **42** 2177
- [2] Sergey B L, Alexander A F, Dmitry A Y, Francois F 2010 *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando Florida, USA 4–7 January 2010
- [3] Sung Y, Kim W, Mungal M G 2006 *Experiments in Fluids* **41** 479
- [4] Sergey B L, Alexander A F, Dmitry A Y, Francois F, Alexey M 2009 *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference* 2009
- [5] Shyy W, Jayaraman B, Andersson A 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 6434
- [6] Suzen Y B, Huang P G, Jacob J D 2005 *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit* Toronto Ontario, Canada 6–9 June 2005 p1
- [7] Liang H, Ling Y H, Wu Y, Wu W, Ma Q Y 2009 *High Voltage Engineering* **35** 1071 (in Chinese) [梁华, 李应红, 吴云, 武卫, 马清源 2009 高电压技术 **35** 1071]
- [8] Liang H, Ling Y H, Cheng B Q, Ma Q Y, Wu Y 2008 *Journal of Aerospace Power* **23** 777 (in Chinese) [梁华, 李应红, 程邦勤, 马清源, 武卫 2008 航空动力学报 **23** 777]
- [9] Mao M L, Deng X G, Chen L Z, Chen J Q 2009 *Chinese Journal of Computational Physics* **26** 57 (in Chinese) [毛枚良, 邓小刚, 陈亮中, 陈坚强 2009 计算物理 **26** 57]
- [10] Mao M L, Deng X G, Chen J Q 2008 *Acta Aerodynamica Sinica* **26** 334 (in Chinese) [毛枚良, 邓小刚, 陈坚强 2008 空气动力学报 **26** 334]
- [11] Xue B M, Yang Y 2008 *Chinese Journal of Computational Physics* **25** 689 (in Chinese) [薛帮猛, 杨永 2008 计算物理 **25** 689]
- [12] Li G 2008 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [李刚 2008 博士学位论文 (北京: 中国科学院)]
- [13] Che X K, Nie W S, Tu H Z 2010 *Acta Aerodynamica Sinica* **28** 279 (in Chinese) [车学科, 聂万胜, 屠恒章 2010 空气动力学报 **28** 279]
- [14] Che X K 2010 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: The Academy of Equipment Command & Technology) (in Chinese) [车学科 2010 博士学位论文 (北京: 装备指挥技术学院)]
- [15] Sergey B L, Dmitry A Y 2008 *Fluid Dynamics* **43** 945
- [16] Sergey B L, Dmitry A Y 2008 *Journal of Propulsion and Power* **24** 1168
- [17] Shneider M N, Macheret S O, Miles R B 2003 *41st Aerospace Science Meeting and Exhibit* Reno Nevada, January 6–9 2003 p1
- [18] Wang J, Li Y H, Cheng B Q, Su C B, Song H M, Wu Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5513 (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]
- [19] Fu X 2007 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science & Technology) (in Chinese) [傅鑫 2007 博士学位论文 (南京: 南京理工大学)]
- [20] Jiang J P, Weng J H 1980 *The Cathode Electronics and Gas Discharge Theory* (Beijing: Qinghua University Press) p156–158 (in Chinese) [江剑平, 翁甲辉 1980 阴极电子学与气体放电原理 (北京: 清华大学出版社) 第 156–158 页]
- [21] Qin Z Y, Zuo G N, Wang Y R, Wu H, Sun G S, Sun Y H 2000 *High Voltage Discharge and its Applications* (Beijing: Beijing Industrial University Press) pp352–355 (in Chinese) [秦曾衍, 左公宁, 王永荣, 吴弘, 孙广生, 孙鹤鸿 2000 高压强脉冲放电及其应用 (北京: 北京工业大学出版社) 第 352–355 页]
- [22] Popov N A 2001 *Plasma Phys. Rep.* **27** 886
- [23] Ling Y H, Wu Y, Liang H, Song H M, Jia M 2010 *Chinese Sci. Bull.* **55** 1 (in Chinese) [李应红, 吴云, 梁华, 宋慧敏, 贾敏 2010 科学通报 **55** 1]
- [24] Menter F R 1994 *AIAA Journal* **32** 1598
- [25] Edward H A 2006 *Aerospace America* **21** 31
- [26] Guo Z Y, Zhao W H 1984 *Arc Discharge and Plasma* (Beijing: Science Press) p141 (in Chinese) [过增元, 赵文华 1984 电弧和热等离子体 (北京: 科学出版社) 第 141 页]

Numerical study of plasma aerodynamic actuation mechanism*

Cheng Yu-Feng[†] Nie Wan-Sheng Li Guo-Qiang

(Department of Space Equipment, the Academy of Equipment Command and Technology, Beijing 101416, China)

(Received 23 April 2011; revised manuscript received 9 June 2011)

Abstract

Based on the physical processes of dielectric barrier discharge (DBD) and quasi-direct-current (quasi-DC) discharge, the plasma aerodynamic actuation mechanism is analyzed, then the numerical model of plasma aerodynamic actuation is founded, finally the DBD and the quasi-DC discharge plasma flow control processes are simulated in the cases of low velocity and high velocity. The results show that the aerodynamic actuation mechanism of DBD plasma is that the discharge changes three kinds of forces in continuum fluent medium, these being shear stress caused by Newton friction, body force caused by electro hydrodynamic and impulsive active force caused by pressure change, and the main aerodynamic actuation mechanism of DBD plasma is body force caused by electro hydrodynamic. The effect of body force is stronger in near space than in the sea level, plasma induced flow velocity increases in near space. The main aerodynamic actuation mechanism of quasi-DC discharge plasma in supersonic air flow is the thermal mechanism of heat plasma, the exploding wires diathermanous model found in this paper is good for the simulation of the process of surface quasi-DC discharge plasma incident shock. The effect of quasi-DC discharge plasma on the supersonic flow field is conform with the effect of protuberance with a bevel to the supersonic flow field, so it can be used to control the shock wave in supersonic aircraft.

Keywords: plasma aerodynamic actuation mechanism, dielectric barrier discharge, quasi-direct-current discharge

PACS: 05.70.-a, 47.40.-x, 52.25.Kn, 52.30.-q

* Project supported by Experiment Project of Ministries and Commissions, China (Grant No. 2009SY4106002).

[†] E-mail: ch00yf@163.com