

对称等离子体激励器系统电场仿真研究^{*}

安治永[†] 李应红 吴 云 苏长兵 宋慧敏

(空军工程大学工程学院,西安 710038)

(2006 年 9 月 15 日收到,2007 年 1 月 12 日收到修改稿)

采用电磁场数值计算的时域有限差分法,对用于产生等离子体的对称结构激励器系统进行了电场仿真,并对等离子体流动控制机理进行了分析,得出了与理论分析一致的用于蠕动加速的对称等离子体激励器的电场分布.这对于提高蠕动加速速度和激励器的结构优化具有一定的意义.

关键词:蠕动加速,等离子体,时域有限差分,电流体动力

PACC: 5265, 5275, 5290

1. 引言

电流体动力学(electrohydrodynamic)是流体力学和电动力学之间的边缘和交叉学科,它是研究单极性荷电流体或极化流体与电场的相互作用.等离子体是一种呈宏观电中性的气体,内部有带电粒子和中性粒子,带电粒子在电场中会受到电场力的作用而产生运动,运动的带电粒子与中性粒子产生碰撞,从而使中性粒子获得能量产生运动,因而诱导环境气体流动,我们把这种诱导环境气体的力称为等离子体电流体动力.电流体动力学的研究对象是由带电粒子和中性粒子组成的二组元系统^[1,2].用于流动控制的等离子体激励器决定离子和电子运动变化的主要是在高压射频交流电源激励下激励器表面产生的电场变化.因此,通过仿真激励器电场的分布及变化情况来模拟粒子的运动方向和轨迹是非常有意义的.时域有限差分(FDTD)法是以差分原理为基础,直接从概括电磁场普遍规律的 Maxwell 旋度方程出发,将电磁场进行时间空间离散化,将其转换为差分方程组,得到电磁场演化的迭代方程来实现电磁问题的数值模拟^[3-9].本文应用此方法对等离子激励器系统进行了电场仿真和数值模拟.

2. 建模仿真中边界的处理

2.1. 与介质层连接的完全匹配层(PML)的处理

在空气和激励器带状电极的分界面,为了保持切向场的连续性,空气中的 PML 和介质中的 PML 必须有同样的衰减量,即空气 PML 的电导率和磁导率与介质的电导率和磁导率有同样的变化规律,并且由网格最外边的理想导体引起的反射系数是一样的.如图 1 所示,设空气 PML 电导率为

$$\sigma_0(x) = \sigma_{\max} \left(\frac{x}{a} \right)^n, \quad (1)$$

式中 a 为 PML 的厚度, n 为整数, $\sigma_{\max}$ 为空气 PML 的最大电导率.磁导率 $\sigma_0^*(x)$ 可由下式求出:

$$\sigma_0^*(x) = \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \sigma_0(x). \quad (2)$$

当电磁波垂直(沿 x 方向)入射到空气 PML,则反射系数为

$$R_0 = \exp \left[- \frac{2\sigma_{\max}}{(n+1)\epsilon_0 c} \right], \quad (3)$$

式中 c 为自由空间光速.介质 PML 电导率为

$$\sigma_1(x) = \sigma_{\max} \left(\frac{x}{a} \right)^n. \quad (4)$$

介质 PML 磁导率为

^{*} 国家自然科学基金(批准号 2003AA753025)资助的课题.

[†] E-mail: anzhiyong5698@163.com

$$\sigma_r^*(x) = \frac{\mu_0}{\epsilon_r \epsilon_0} \sigma_r(x), \tag{5}$$

式中 ϵ_r 为介质的相对介电常数.

当电磁波垂直(沿 x 方向)入射到介质 PML, 则反射系数为

$$R_r = \exp\left[-\frac{2\sigma_{\max r} a}{(n+1)\epsilon_r \epsilon_0 c}\right]. \tag{6}$$

要保证由(3)式计算所得 R_0 值与(6)式计算所得 R_r 值相等, 应有

$$\sigma_{\max r} = \epsilon_r \sigma_{\max 0}. \tag{7}$$

将(6)式代入(3)(4)式, 得介质 PML 的电导率 $\sigma_r(x)$ 和磁导率 $\sigma_r^*(x)$ 分别为

$$\begin{aligned} \sigma_r(x) &= \epsilon_r \sigma_{\max 0} \left(\frac{x}{a}\right)^n \\ &= \epsilon_r \sigma_0(x), \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned} \sigma_r^*(x) &= \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \sigma_0(x) \\ &= \sigma_0^*(x). \end{aligned} \tag{9}$$

由此可见, 介质中的 PML 的电导率是自由空间中的 ϵ_r 倍, 磁导率保持不变. 在 FDTD 的迭代公式中, 只要在空气中的 PML 迭代公式用 $\epsilon_r \sigma$ 代替 σ , 用 $\epsilon_r \epsilon_0$ 代替 ϵ_0 , 就可得到介质中的 PML 迭代公式.

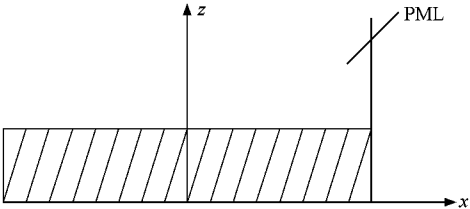


图1 介质与空气分界面的 PML

2.2. 介质与空气分界面切向场迭代

介质与空气的分界面如图 2 所示, 假设介质分为 M_{zr} 层, 故介质和空气分界面位于 $k = M_{zr}$, 分界面上的切向电场分量 E_x, E_y 的迭代式中介电常数既不能取空气的介电常数也不能取介质的介电常数. 以 E_x 为例来说明本文选取的方式, 图 2 中的 E_x 所处的位置为 $(i + \frac{1}{2}, j, E_{zr})$, 无源、无耗区域的电场和磁场应满足下列 Maxwell 微分方程^[10]:

$$\epsilon(y, z) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H}. \tag{10}$$

在

$$x = \left(i + \frac{1}{2}\right) \Delta x$$

平面上, 以 E_x 为中心取面积 $S = \Delta y \times \Delta z$ (一个网格面积), S 的方向为 x 方向(10)式两边对 S 取面积积分得

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} \iint_S \epsilon(y, z) \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \iint_S \epsilon(y, z) E_x dy dz \\ &= \oint_l \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}. \end{aligned} \tag{11}$$

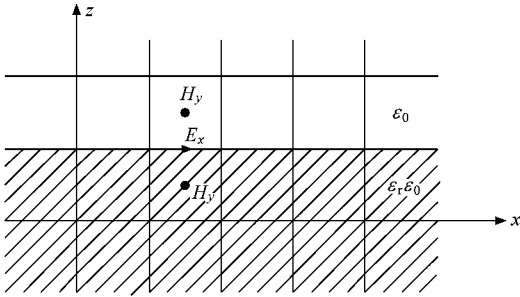


图2 介质界面电场示意图

由于 S 的区域相对于波长是很小的, E_x 在 S 区域内又是连续的, 因此 E_x 在 S 区域内可以看成常数, 其值等于中心点的值, 磁场沿 $d\mathbf{l}$ 方向也可以看成常数, E_x 对时间的倒数用差分表示, 因此(11)式可以写成下列形式:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\Delta t} \left(E_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right. \\ &\quad \left. - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right) \iint_S \epsilon(y, z) dy dz \\ &= \Delta z \left(H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \right. \\ &\quad \left. - H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k \right) \right) \\ &\quad - \Delta y \left(H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \right. \\ &\quad \left. - H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2} \right) \right). \end{aligned} \tag{12}$$

将(12)式整理后得

$$\begin{aligned} &E_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \\ &= E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \\ &\quad + \frac{\Delta t}{\epsilon_{av}} \left[\frac{1}{\Delta y} \left(H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & -H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}j-\frac{1}{2}k\right) \\ & -\frac{1}{\Delta z}\left(H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}j,k+\frac{1}{2}\right)\right. \\ & \left.-H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}j,k-\frac{1}{2}\right)\right)\Big], \end{aligned} \tag{13}$$

式中 ϵ_{av} 为网格内介电常数的平均值.

$$\epsilon_{av}=\frac{1}{\Delta y \Delta z} \iint_s \epsilon(y, z) \mathrm{d} y \mathrm{d} z . \tag{14}$$

对于电极与空气分界面,

$$\epsilon_{av}=\frac{\epsilon_r+1}{2} \epsilon_0 . \tag{15}$$

因此对于分界面切向电场的迭代可以用普通的迭代公式,只是其中的介电常数要用(14)式所计算的平均值来代替.

3. 对称等离子体激励器的电场仿真与分析

3.1. 单相电源对称等离子体激励器系统及其仿真结果

对称等离子体激励器结构如图 3 所示. 介质板的材料为聚四氟乙烯,相对介电常数为 2.3,厚度为 0.75 mm,面积为 80 mm×100 mm. 下表面铺设厚度为 0.06 mm 的铜. 上表面为 6 组厚度为 0.06 mm 均匀分布的带状电极,电极宽度为 3.5 mm,电极间距为 10 mm. 在某个时间点上对图 3 结构的对称等离子体激励器在 30 kHz,20 kV 交流电压的激励下所产生的电场进行计算,得到与电极铜垂直的介质侧面上(zx 平面)的电场分布如图 4—图 7 所示.

3.2. 结果分析

采用高压射频电源给对称等离子体激励器供电,当电极之间的电压超过某一阈值后,电极之间的空气被电离后生成等离子体,如图 8 所示. 等离子体对环境空气施加了一个顺电体力(paraelectric body force) F_B ,且

$$F_B \propto \nabla E^2, \tag{16}$$

式中 E 为电场强度. 这个力在等离子体中形成一个压力梯度区域,从而可以诱导与等离子体层邻近的气流加速流向等离子体. 加速流向等离子体的气流遭遇壁面非穿透的边界条件时,诱发一个离开壁面

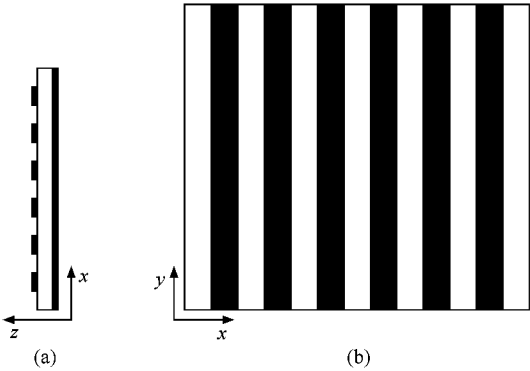


图 3 带状电极表面放电等离子体激励器结构示意图 (a)侧视图 (b)俯视图

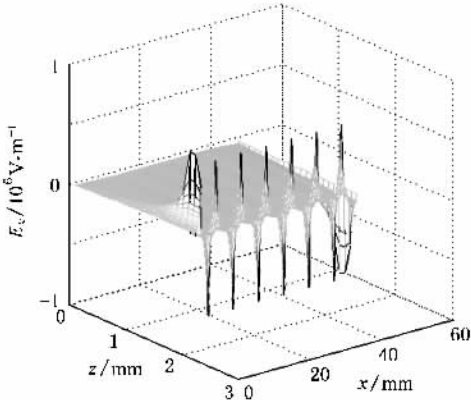


图 4 zx 平面阴极下方电场强度沿 x 方向的分布

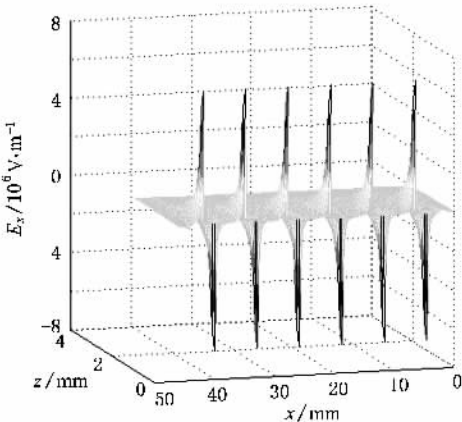


图 5 zx 平面阳极上方电场强度沿 x 方向的分布

的二次流动. 当电极沿流向布置时,这种二次流动会引起反向旋转的流向旋涡. 合理利用这种旋涡激励可以有效地扰动边界层流动,从而达到控制流动的目的. 从图 4、图 5 可以清晰地看到等离子体激励诱导旋涡的二次流动的电场分布情况.

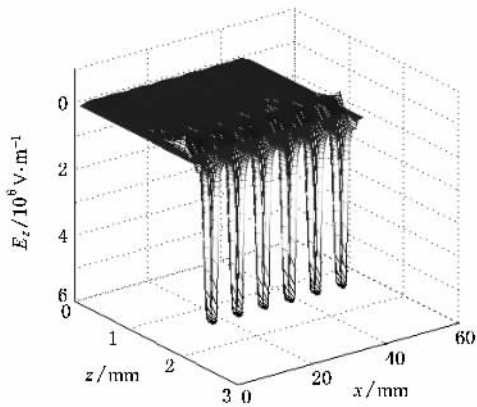


图6 xz 平面阴极下方电场强度沿 z 方向的分布

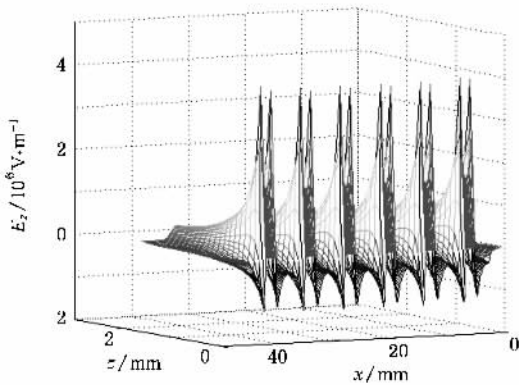


图7 xz 平面阳极上方电场强度沿 z 方向的分布

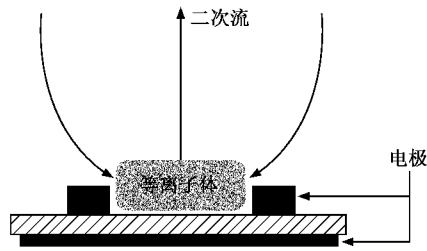


图8 等离子体电流体动力激励原理图

从图4—图7中还可以看出：靠近电极附近的
空间电场强度最大，同时出现与所在空间附近电极
对应的电场峰值，此区域电场强度也最大，沿着 z 轴
正方向空间位置上的电场强度快速下降，而后场强
变化逐渐变缓，各电极对电场的影响变小。沿着 x
轴方向，在电极附近的电场变化也很快，其中 x 方
向电场变化要比 z 方向快，在相邻同电位电极的中
心处， x 方向电场为零。总之， z 方向的电场比 x 方
向在整个空间上的平均电场要大，因此等离子体的

运动方向受 z 方向的电场影响较大，在 x 轴的电场
分量对诱导旋涡的二次流动贡献最大。由于在电极
附近的电场强度最大，如果电极不均匀、不平滑、有
瑕疵，则会使此处电场强度更大并使介质板更容易
击穿。

另外，从电场强度在 y 方向分量的仿真中可以
看出，电场强度在 y 方向的分量几乎均分布在介质
层内，在阴极下方和阳极上方场强值非常小而且变
化比较平缓，对诱导旋涡的二次流动贡献非常小，因
此在以后的分析中可以忽略。从图6、图7还可以看
出，电场强度沿着 z 方向的分量在阳极上方的场强
非常大，阴极下方的场强非常小，几乎为零。从图4、
图5可以看出，沿着 x 方向的电场强度在阳极面上
方的空间场强分布远远大于阴极面下方的空间场强
分布，并且阴极面下方的空间场强低于空气的击穿
场强，因而不可能产生气体放电。试验也证实了这
一点。

4. 蠕动加速等离子体激励器系统及其
仿真结果

4.1. 多相电源对称等离子体激励器系统及其仿真
结果

蠕动加速的激励器采用图3所示的对称激励
器，所不同的是用每组相差 45° 相位的高压多相电源
进行激励。下面对交流电源取 13.56 MHz、电压最大
幅值为 20 kV 的蠕动加速激励器在各相位状态下的
电场变化进行仿真。

4.2. 结果分析

图9和图10分别是在阻挡介质板上表面对称
铺设4组和8组带状电极，其结构参数（电极宽度、
电极间距）相同情况下的仿真图，在仿真过程中设
每个带状电极的激励电压在相位上比它的上游电极要
超前 45° 。

从图9可以看出：对于上表面铺设4组带状电
极时，在第一组带状电极所加激励电源相位为 0°
时，其周围的电场为零，当其激励电源相位变为 45°
时，第四组带状电极的相位则变为 180° ，相应的第
四组带状电极周围的电场也变为零。依此类推，在激
励电源每变化 45° 的相位时，必有一组电极周围的
电场变为零。从直观上看，产生了一个沿流向行进的
静电波，该静电行波对等离子体中的电子和离子施

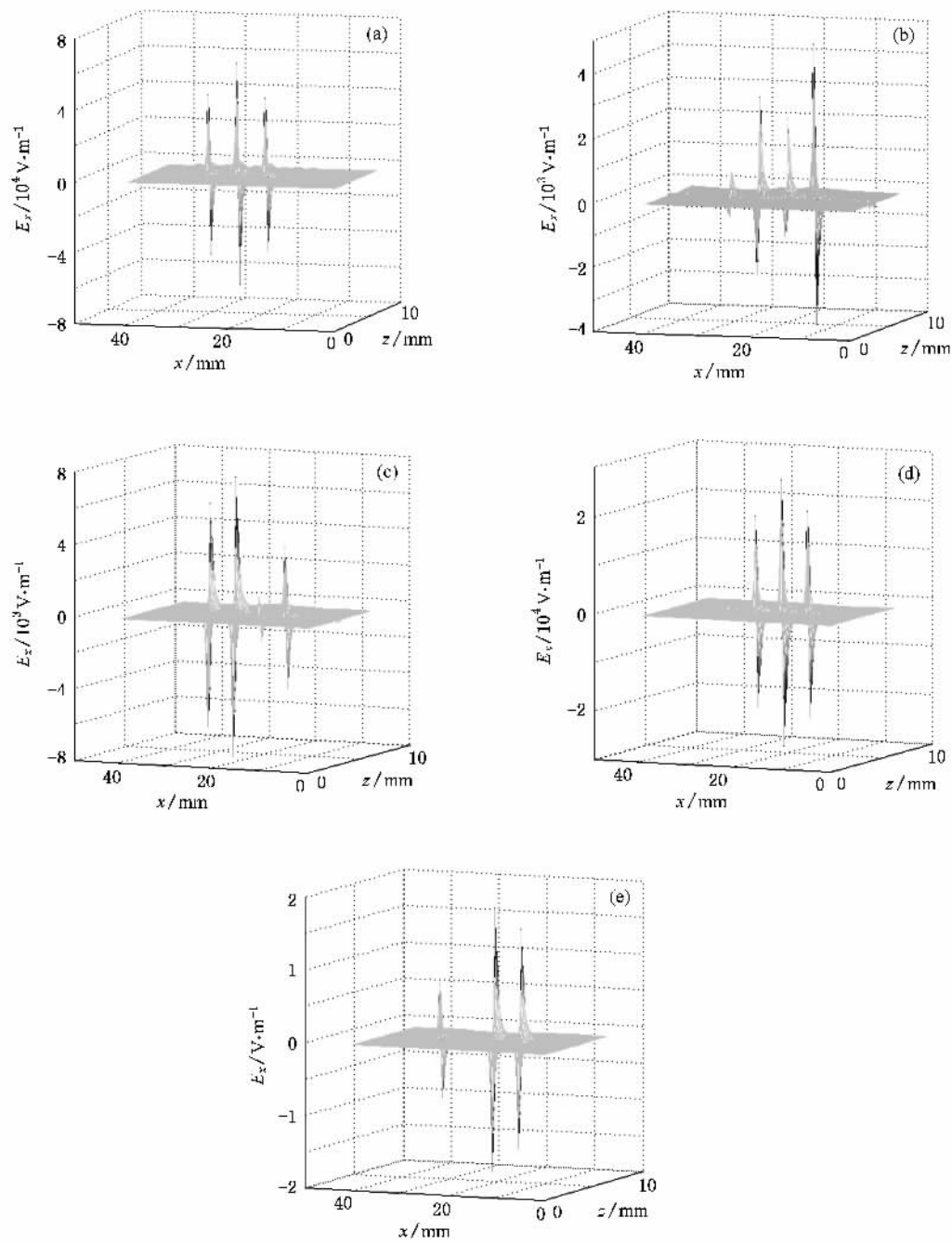


图9 用4组电极进行蠕动加速时相位每变化 45° 后电场的分布 (a)相位为 0° (b)相位为 45° (c)相位为 90° , (d)相位为 135° (e)相位为 180°

加电场力的作用,使电子和离子发生机动性迁移,从而对激励器上表面的空气产生蠕动诱导加速的作用.

从图10可以看出:对于上表面铺设8组电极时,在第一组电极所加激励电源相位为 0° 时,第五组电极的相位变为 180° ,此时第一组和第五组带状电极的周围电场为零.随着时间的增加,此后相位变化每隔 45° 后有的电极在相位为

180° 或是 360° 时电场值并不为零而且相对比前面的要大些,这种现象是感应电场和电磁波的耦合造成的.在每个相位段至少有两组电极周围的电场非常小,相比用四组电极的激励器(只有一个带状电极为最小或为零)更有利于激励器的蠕动加速.因此,要想提高蠕动诱导加速的速度最有效的办法是增加电极数(一般为8的整数倍).

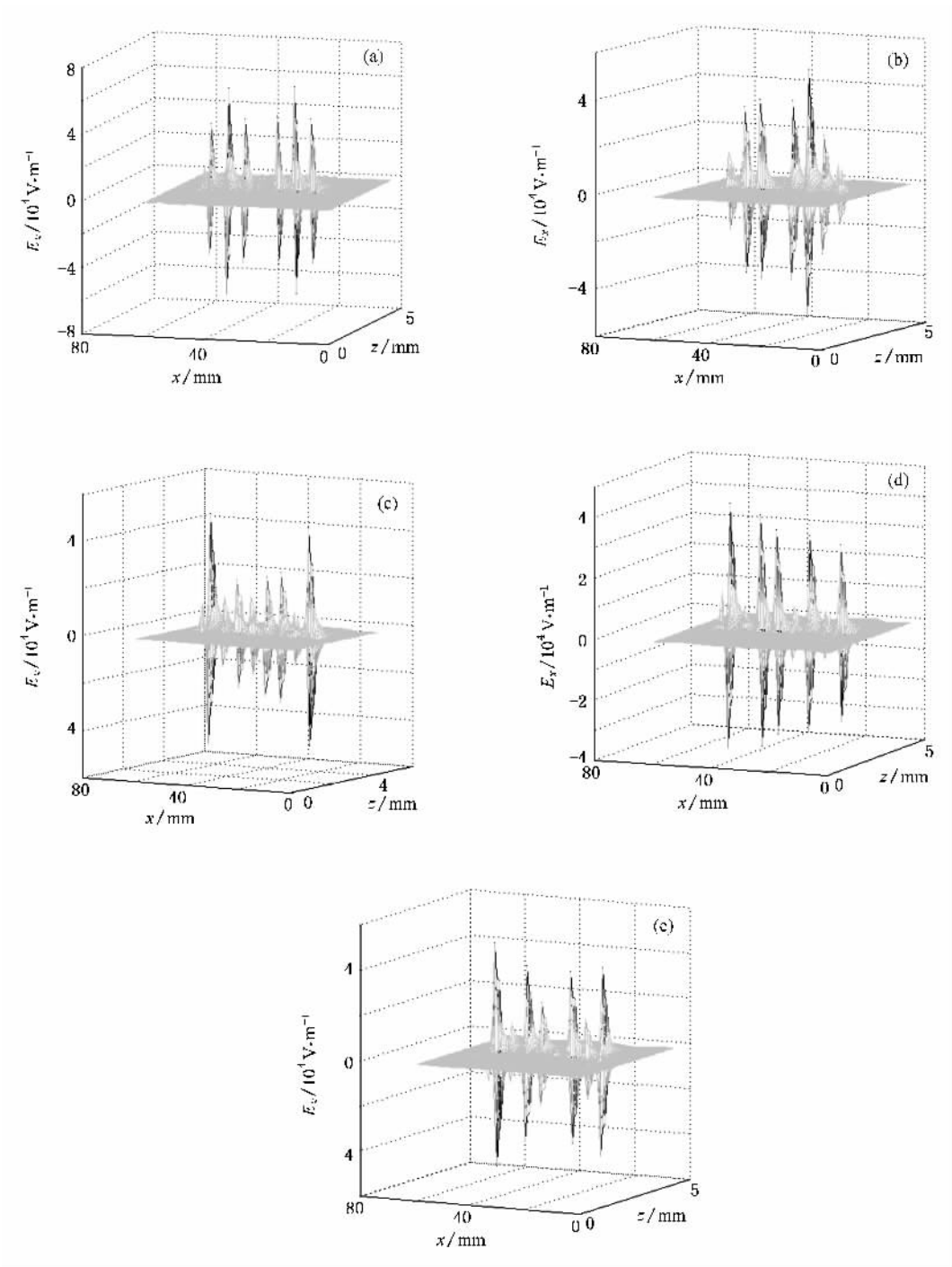


图 10 用 8 组电极进行蠕动加速时相位每变化 45°度后电场的分布 (a)相位为 0° (b)相位为 45° (c)相位为 90° , (d)相位为 135° (e)相位为 180°

5. 结 论

本文对加单相电源和多相电源的对称等离子体

激励器系统分别用 FDTD 法进行了暂态电磁场仿真与数值模拟,得到了激励器的电场分布及其对等离子体运动的影响,这对进一步理解等离子体流动控制机理提供了参考.

- [1] Roth J R 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2558
- [2] Roth J R 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2117
- [3] Liu S B , Zhu C X , Yuan N C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2804 (in Chinese) 刘少斌、朱传喜、袁乃昌 物理学报 **54** 2804]
- [4] Liu S B , Gu C Q , Zhou J H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1283 (in Chinese) 刘少斌、顾长青、周建红 2006 物理学报 **55** 1283]
- [5] Chen Y , Mitra R , Harns P 1996 *IEEE Microwave Theor. Techn.* **44** 832
- [6] Xu L , Zhang R , Liu P , Ding L L , Zhan R J 2004 *Chin. Phys.* **13** 913
- [7] Cheng C , Liu P , Xu L , Zhang L Y , Zhan R J 2006 *Chin. Phys.* **15** 1544
- [8] Wang H Y , Huang Z Q 2005 *Chin. Phys.* **14** 2560
- [9] Li Y L , Huang J Y 2005 *Chin. Phys.* **14** 646
- [10] Ouyang J M , Guo W , Wang L , Shao F Q 2005 *Chin. Phys.* **14** 154

Electric field simulation of a symmetrical plasma actuator system^{*}

An Zhi-Yong[†] Li Ying-Hong Wu Yun Su Chang-Bing Song Hui-Min

(*Institute of Engineering , Air Force Engineering University , Xi'an 710038 , China*)

(Received 15 September 2006 ; revised manuscript received 12 January 2007)

Abstract

In this paper , the electric field of a symmetrical actuator system is simulated and the plasma flow control mechanism is analysed. The peristaltic acceleration process in electromagnetic field is simulated with finite-difference time-domain method and the result accurately consists with theoretical analysis , and the peristaltic acceleration mechanism is discussed. Our results may provide a theoretical basis for improving the peristaltic acceleration and optimizing the symmetrical plasma actuator configuration.

Keywords : peristaltic accelerate , plasma , finite-difference time-domain , electrohydrodynamic

PACC : 5265 , 5275 , 5290

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 2003AA753025).

[†] E-mail : anzhijong5698@163.com