

# 面向微系统的介电泳力微纳粒子操控研究\*

任玉坤<sup>1)†</sup> 敖宏瑞<sup>1)</sup> 顾建忠<sup>1)</sup> 姜洪源<sup>1)</sup> Antonio Ramos<sup>2)</sup>

1) 哈尔滨工业大学机电工程学院 哈尔滨 150001)

2) 西班牙塞维利亚大学电子与电磁系, 塞维利亚 41012 西班牙)

(2009 年 7 月 5 日收到, 2009 年 7 月 28 日收到修改稿)

微系统中低浓度微纳粒子的操控技术亟需改进和完善,介电泳(dielectrophoresis)在这一领域具有很大的潜力.以介电泳基本原理分析为基础,推导了介电泳力的复数表达式.综合分析了影响传统介电泳力和行波介电泳力的主要因素,并建立星型电极和平行电极阵列的二维理论模型,分别作为传统介电泳力和行波介电泳力的微纳粒子操控结构.设置相应的边界条件,利用实部、虚部耦合求解的方法,仿真计算两种电极上的介电泳力分布规律,为实验提供参数依据.以传统介电泳力为基础,利用星型电极进行微纳粒子收集实验;以行波介电泳力为基础,利用平行电极阵列进行微纳粒子的提升与定向驱动实验.对比分析可知,实验与理论以及仿真分析具有较好的一致性.结果表明,微系统中利用介电泳力能够有效地对微纳粒子进行相关操控.

关键词:微系统,介电泳,粒子收集,定向驱动

PACC: 7240, 4110D, 8220W

## 1. 引言

低浓度微纳粒子的快速收集与准确定位,是微电子机械系统以及芯片实验室(lab-on-a-chip)研究中的一个瓶颈问题,为此人们开发了多种微机械结构用于微流体的驱动以及微纳粒子的操控研究<sup>[1-6]</sup>.但是由于这些结构通常均具有可移动部件,从而大大降低了操作的稳定性和可靠性.为此,人们试图寻求一种无移动部件的微纳粒子控制结构.

基于交流电场机理的微纳粒子操控是实现这一无移动部件要求的核心技术<sup>[7]</sup>,属于交流电动力学范畴.交流电动力学是描述交流电场与电场中受到极化的粒子相互作用,从而驱动粒子与流体的一项新的学科,它主要包括介电泳、交流电渗以及交流电热等<sup>[8,9]</sup>.生物学上所涉及的对象,例如脱氧核糖核酸、蛋白质、细胞等都是微米或者纳米尺度,而基于电场机理的力,对于控制这样微小的粒子非常有效<sup>[10]</sup>.置于非均匀电场中的中性粒子会受到极化作用进而产生偶极矩,偶极矩与非均匀电场相互作用便产生介电泳力.介电泳分为正负两种,正介电泳

是指物体所受的介电力指向电场场强高的地方,物体有向高场强方向运动的趋势;负介电泳是指物体所受的介电力指向电场场强低的地方,物体有向低场强方向运动的趋势.利用介电泳方法进行粒子操控具有很多优势,例如不会破坏被操控粒子的结构、易与其他流体器件集成、操作方便、成本较低等.传统介电泳方法可以广泛应用于两种中性粒子的分离和单种中性粒子的特性研究等领域,而行波介电泳方法可用于多种中性粒子的提升与分离等研究方面<sup>[11-16]</sup>.

本文首先分析介电泳基本原理,给出了介电泳力的复数表示形式;然后分别研究了传统介电泳力与行波介电泳力的影响因素,设计星型电极作为传统介电泳力微纳粒子收集实验芯片,平行电极阵列用于行波介电泳力微纳粒子定向驱动实验芯片;分别建立星型电极以及平行电极阵列的二维理论分析模型,设置相应边界条件,利用实部、虚部耦合求解的方法,仿真研究了传统介电泳力以及行波介电泳力在电极芯片上的分布规律;最后分别利用星型电极芯片与平行电极阵列芯片,进行了微纳粒子收集以及定向驱动实验,并对实验与理论分析以及仿真结果进行了对比分析.

\* 高等学校学科创新引智计划项目(批准号: B07018)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xiaoyu2002-2001@163.com

## 2. 介电泳力分析

对于任意随角频率变化的电势, 进行复数表示为

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \text{Re}[\tilde{\phi}(\mathbf{x})e^{i\omega t}], \quad (1)$$

其中  $\mathbf{x}, t, \omega$  分别代表位置、时间以及角频率; 波浪线表示电势复数形式, 即  $\tilde{\phi} = \phi_R + i\phi_I$ ,  $\phi_R$  为实部,  $\phi_I$  为虚部; 由此可知电场强度的复数表示如下:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \text{Re}[\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x})e^{i\omega t}]. \quad (2)$$

(2) 式中,  $\tilde{\mathbf{E}} = -\nabla\tilde{\phi} = -(\nabla\phi_R + i\nabla\phi_I)$ , 即与电势表达式相对应.

交流电动力学中, 将 Maxwell 方程简化为近似静电力学形式表达式如下<sup>[17]</sup>:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho. \quad (5)$$

(3)–(5) 式分别为无旋电场(不考虑相位变化的电场)电荷守恒方程以及高斯方程. 其中  $\mathbf{J}$  为传导电流,  $\rho$  为净电荷密度,  $\mathbf{D}$  为电通量. 对于线形均匀介质而言,  $\epsilon$  为介电常数,  $\sigma$  为电导率, 有  $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$ , 于是电势向量方程为

$$\nabla \cdot ((\sigma + i\omega\epsilon)\nabla\tilde{\phi}) = 0. \quad (6)$$

对于均匀介质而言, 对于(6)式进行化简可得实部及虚部 Laplace 方程为

$$\nabla^2\phi_R = 0,$$

$$\nabla^2\phi_I = 0. \quad (7)$$

中性微纳粒子在电场中会产生极化现象, 偶极距与非均匀电场的相互作用, 产生介电泳力. 偶极距,  $\tilde{\mathbf{p}}(\omega)$ , 表示为

$$\tilde{\mathbf{p}}(\omega) = v\alpha(\omega)\tilde{\mathbf{E}}, \quad (8)$$

其中  $\alpha$  表示粒子的有效极化率,  $v$  表示粒子的体积, 于是粒子上的平均时间作用力为<sup>[18]</sup>

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2}\text{Re}[(\tilde{\mathbf{p}} \cdot \nabla)\tilde{\mathbf{E}}^*]. \quad (9)$$

将(8)式代入(9)式并进行相关运算可得,  $2v\alpha(\tilde{\mathbf{E}} \cdot \nabla)\tilde{\mathbf{E}}^* = v\alpha\nabla(\tilde{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^*) - v\alpha\nabla \times (\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{E}}^*)$ , 考虑无旋电场以及 Gauss 定理得到的介电泳力广义表达式<sup>[19]</sup>

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \frac{1}{4}v\text{Re}[\alpha\nabla(\tilde{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^*)] \\ &\quad - \frac{1}{2}v\text{Im}[\alpha\nabla \times (\tilde{\mathbf{E}} \times \tilde{\mathbf{E}}^*)]. \quad (10) \end{aligned}$$

(10) 式中右侧第一项为传统介电泳力, 当空间幅值变化而相位不变时, 则传统介电泳力表达式为

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{DEP}} &= \frac{1}{4}v\text{Re}[\alpha]\nabla(|\text{Re}(\tilde{\mathbf{E}})|^2 + |\text{Im}(\tilde{\mathbf{E}})|^2) \\ &= \frac{1}{4}v\text{Re}[\alpha]\nabla(|\nabla\phi_R|^2 + |\nabla\phi_I|^2). \quad (11) \end{aligned}$$

当空间幅值和相位均变化时, 介电泳力为行波介电泳力, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{twDEP}} &= -\frac{1}{2}v\text{Im}[\alpha]\nabla \times (\text{Re}[\tilde{\mathbf{E}}] \times \text{Im}[\tilde{\mathbf{E}}]) \\ &= -\frac{1}{2}v\text{Im}[\alpha]\nabla \times (\nabla\phi_R \times \nabla\phi_I). \quad (12) \end{aligned}$$

式中,  $\text{Re}[\tilde{\mathbf{E}}] = -\nabla\phi_R$ ,  $\text{Im}[\tilde{\mathbf{E}}] = -\nabla\phi_I$ , 分别为电场的实部和虚部,  $v = \frac{4}{3}\pi a^3$  为粒子的体积,  $a$  为粒子的半径.

定义有效极化率  $\alpha$  为

$$\alpha = 3\epsilon_m\tilde{f}_{\text{CM}}, \quad (13)$$

其中  $\tilde{f}_{\text{CM}} = \left(\frac{\tilde{\epsilon}_p - \tilde{\epsilon}_m}{\tilde{\epsilon}_p + 2\tilde{\epsilon}_m}\right)$ , 为 Clausius-Mossotti 因子(以下简称 CM 因子),  $\epsilon_m$  为溶液的介电常数,  $\tilde{\epsilon}_m$  为溶液介电常数的复数表达式,  $\tilde{\epsilon}_p$  为微粒子介电常数的复数表达式. 将(13)式分别代入(11)(12)式, 有传统介电泳力表达式

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{DEP}} &= \frac{1}{4}v\text{Re}[\alpha]\nabla|\mathbf{E}|^2 \\ &= \pi\epsilon_m a^3\text{Re}[\tilde{f}_{\text{CM}}]\nabla|\mathbf{E}|^2, \quad (14) \end{aligned}$$

和行波介电泳力表达式

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{twDEP}} &= -\frac{1}{2}v\text{Im}[\alpha]\nabla \times (\nabla\phi_R \times \nabla\phi_I) \\ &= -2\pi\epsilon_m a^3\text{Im}[\tilde{f}_{\text{CM}}]\nabla \times (\nabla\phi_R \times \nabla\phi_I). \quad (15) \end{aligned}$$

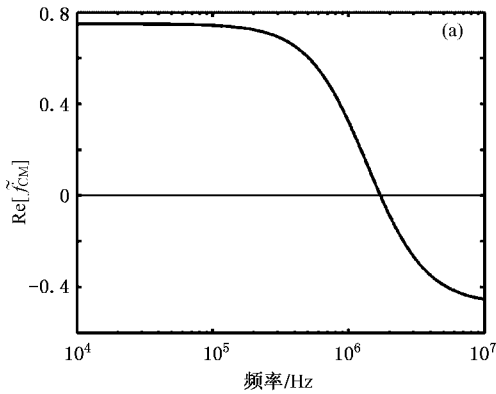
上述介电泳力公式是仿真与实验的基础. 不难看出, 对于传统介电泳力, 只有空间幅值上的变化, 而对于行波介电泳力来说, 还包括相位上的改变, 因此有必要采用合理的求解方法对于介电泳力的分布进行探究.

## 3. 影响因素分析

由(14)和(15)式不难看出, 传统介电泳力的方向取决于参数  $\text{Re}[\tilde{f}_{\text{CM}}]$ , 而影响行波介电泳力的主要因素为  $\text{Im}[\tilde{f}_{\text{CM}}]$ , 因此分析 CM 因子的分布, 是进

行介电泳相关研究的前提。

设置与实验一致的仿真参数,利用 MATLAB 绘制相应曲线,其中 CM 因子实部随频率变化曲线如图 1 所示。由曲线不难看出,CM 因子的实部随频率变化逐渐由正值过渡为负值,并且有一个正、负之间的转折频率,这一频率近似值为 1.8 MHz。由于 CM 因子实部是影响传统介电泳力方向的唯一因素,因此传统介电泳力将会随频率的不同而作用于相反的方向,这



是利用传统介电泳力进行粒子收集的理论基础。如图 1(b)所示,为 CM 因子的虚部随频率变化的曲线,不难看出,CM 因子的虚部恒为负值,并且随频率的升高呈反向高斯分布,即存在一个幅值最大点,在这一点行波介电泳力将达到最大值,因此在实验过程中合理选择频率范围会大大提高粒子的驱动效率。考虑行波介电泳力(15)式可知,行波介电泳力恒为正值,即行波介电泳力的方向将不受频率影响。

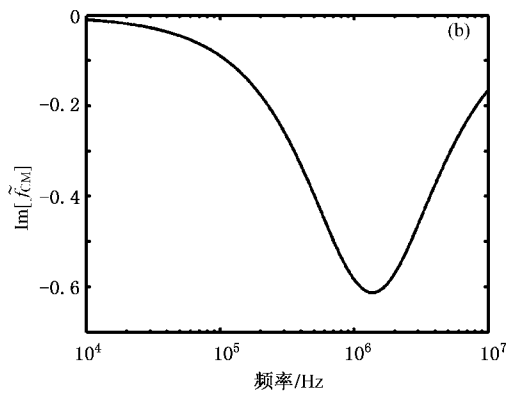
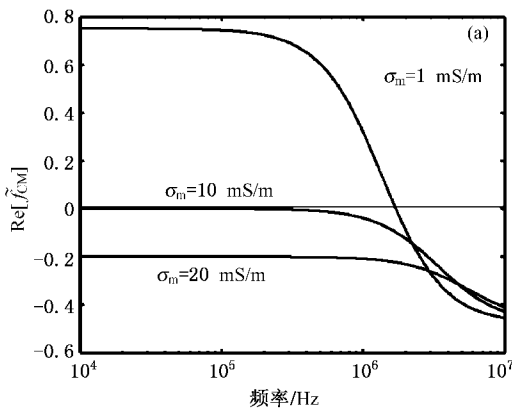


图 1 CM 因子实部与虚部随频率变化曲线 (a)实部 (b)虚部

如图 2 所示,为了分析溶液电导率对传统介电泳力的影响,分别选取三种不同电导率溶液(电导率分别为 1, 10, 20 mS/m)研究 CM 因子随频率变化的关系曲线。由图 2(a)可知,当溶液电导率大于 10 mS/m 时,CM 因子的实部将只有负值,即只有负的传统介电泳力,与分别利用正、负介电泳力进行粒子收集的目的不符,因此选择溶液电导率要小于 10 mS/m,而由图 2(b)可知,溶液的电导率频率越小,CM 因子虚部幅值越大,即行波介电泳力越明显,本文实验选用电导率为 1.5 mS/m 的 KCl 溶液,较好地满足了 CM 因子实部与虚部的要求,有利于实验的顺利展开。粒子电导率对介电泳力的影响不大,可通过频率进行调节。



标不符,因此选择溶液电导率要小于 10 mS/m,而由图 2(b)可知,溶液的电导率频率越小,CM 因子虚部幅值越大,即行波介电泳力越明显,本文实验选用电导率为 1.5 mS/m 的 KCl 溶液,较好地满足了 CM 因子实部与虚部的要求,有利于实验的顺利展开。粒子电导率对介电泳力的影响不大,可通过频率进行调节。

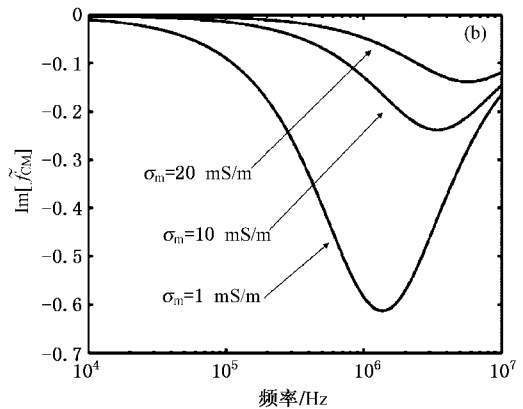


图 2 不同溶液电导率时 CM 因子实部与虚部随频率变化曲线 (a)实部 (b)虚部

## 4. 仿真分析

鉴于上述理论分析与影响因素研究,设计加工了星型电极和平行电极阵列两种电极芯片,分别用

于传统介电泳力粒子收集实验和行波介电泳力微纳粒子定向驱动实验。

### 4.1. 仿真模型

星型电极如图 3(a)所示,相邻电极上施加的电

压信号角频率相位差  $\pi$  ,对角电极的电信号相同 ;阵列电极如图 3(b) 所示 ,电极阵列上施加相邻相位差为  $\pi/2$  的交流电信号 ,即每个电极上施加的电压信号为  $V_j = V_0 \sin(\omega t + \frac{j\pi}{2})$  ,  $j = 0, 1, 2, \dots$  . 也就是说 ,基于星型电极的实验 ,微通道空间点的电势相位

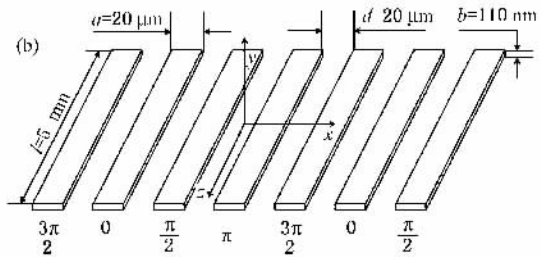
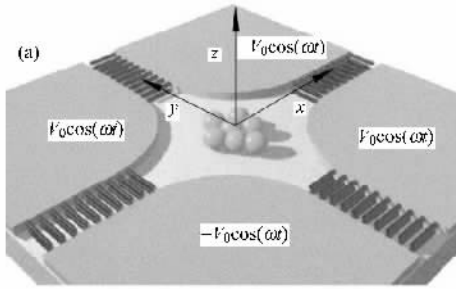


图 3 利用介电泳力进行粒子操控仿真模型 (a)星型电极三维模型 (b)平行电极阵列三维模型

以及其他  $x-y$  平面电极参数远大于电极的厚度(100 nm) ,因此仿真在二维平面  $x-y$  内进行 ;图 4(b) 所示为平行电极阵列二维模型 ,由于平行电极长度(5

是不变的 ,只有幅值的变化 (14) 式适用此情况 ,粒子仅受传统介电泳力的作用 ;而基于阵列电极的实验 ,微通道内空间点的电势相位时变、幅值时变 , (15) 式适用于此情况 ,粒子同时受到传统介电泳力和行波介电泳力的作用 .

如图 4(a) 所示 ,星型电极由于电极间距(40 micrometers)

mm) 远大于其宽度(20 micrometers)和厚度(110 nm) ,因此可认为其在长度方向为无限远 ,放着在图中二维平面 ,即  $x-y$  上进行分析 .

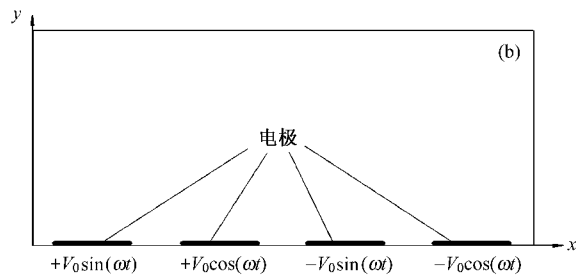
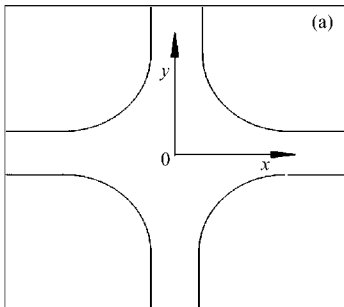


图 4 理论分析二维模型 (a)星型电极 (b)平行电极阵列

### 4.2. 边界条件

实验中 ,频率调节范围为  $10^5 - 10^7$  Hz ,而当频率在  $10^5$  Hz 以上时双电层无法形成 ,因此忽略其影响 ,那么溶液中的净电荷密度为零 ,即空间场的静电荷密度为零 ,因此其电势分布满足 Laplace 方程<sup>[20]</sup> ,其电势分布用(7)式来描述 .

电极表面的电势 ,由于忽略了双电层的影响 ,可看做满足 Dirichlet 边界条件 ,即  $u = \pm V_0$  ,其中  $V_0$  为电极上所施加电压的幅值 ;而玻璃基底和上层盖玻片的电势 ,由于其绝缘性 ,表面上无切向电势梯度 ,可看做满足 Neumann 边界条件 ,即  $\frac{\partial u}{\partial n} = 0$  . 于是 ,可以得到星型电极的边界条件 ,如图 5 所示 .

对于阵列电极的边界设定 ,需要在两侧设置周期性边界条件 ,并且 ,在仿真过程中 ,分别对实部、虚

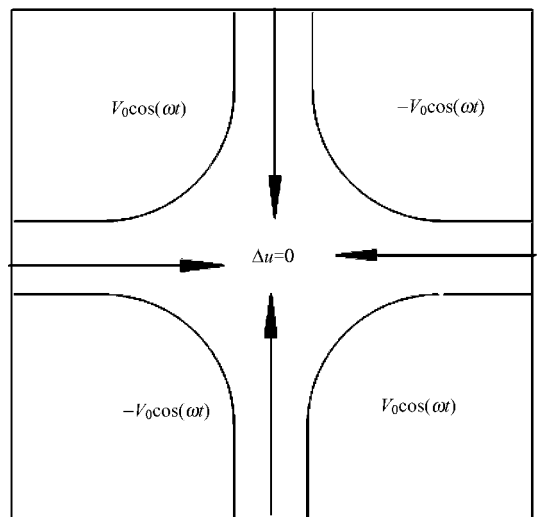


图 5 星型电极边界条件设置

部求解然后进行耦合来计算介电泳力的分布规律。

仿真中对两个时间点分别进行了建立模型和设置边界条件,两个时间点分别是  $\omega t = 0$  的时刻和  $\omega t = \pi/4$  的时刻,因为两个时刻的电极电势分布并不是相同的,具体说,两个时刻高、低电势的各自对称线(面)和高、低电势之间的反对称线(面)是相同的。

另外,公式中要求任意时刻的电势设置均分为

实部和虚部两部分,这样,仿真模型分别选取了  $\phi_R$  和  $\phi_I$  的值,仿真中两者分别应用 Laplace 方程进行数值计算,然后进行耦合。两个时刻电势的实部值和虚部值,如图 6 所示。

考虑实验条件,在平行电极二维模型上设置相应的边界条件,如图 7 所示,其中,  $V_0$  为此时刻电极上所施加电压幅值的瞬时值。

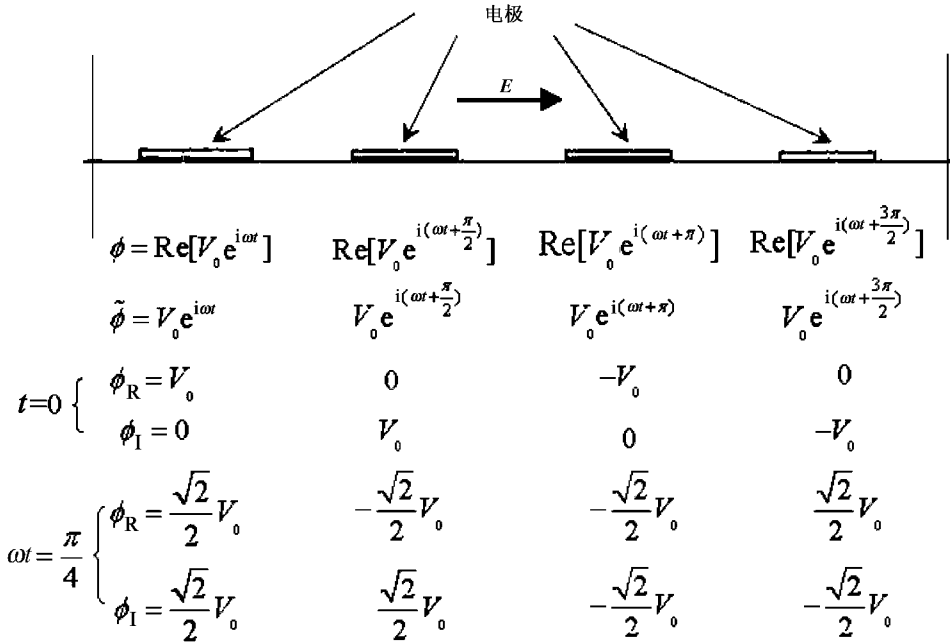


图 6 两不同时刻电极上的电势分布

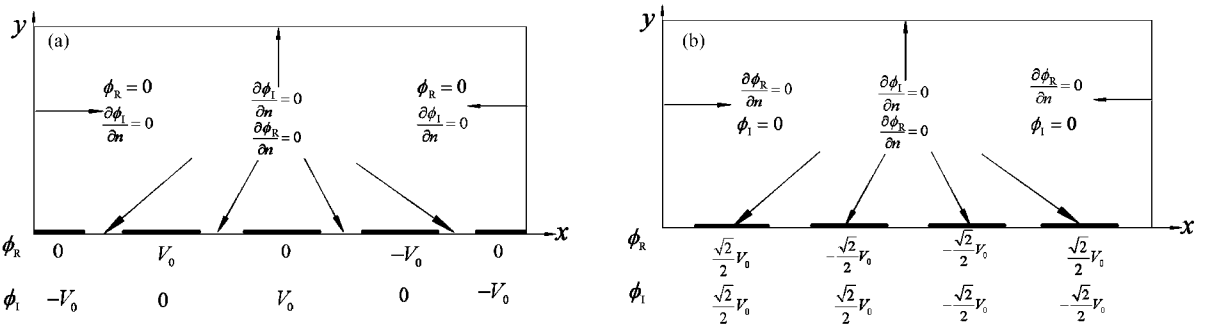


图 7 仿真模型和边界条件的设置 (a)  $\omega t = 0$  时刻模型和边界条件 (b)  $\omega t = \pi/4$  时刻模型和边界条件

在玻璃基底和上层盖玻片上,可认为完全绝缘,所以表面上无切向电势梯度,因此满足 Neumann 边界条件。微通道两侧的边界条件:简言之,在高、低电势的各自对称线(面)上,电场线是沿着该线的方向(竖直方向),即电势的梯度沿着该线的方向,所以电势在法向的梯度为零,表示为  $\frac{\partial u}{\partial n} = 0$ ,即为

Neumann 边界条件;另一方面,高、低电势之间的反对称线(面)上,电场线垂直于该线,显示为水平方向,相应的,等势线在该线上一直延伸到无限远处,可设此时的边界条件为  $u = 0$ ,即为 Dirichlet 边界。

由于两时刻基底面上高、低电势的各自对称线(面)和高、低电势之间的反对称线(面)均不同,所以,分别建立了两个时刻的模型: $\omega t = 0$  时刻,选取

的周期性边界是电极中心线(面)而  $\omega t = \pi/4$  时刻选取的周期性边界是电极间隙中心线(面),分别如图 7(a)和(b)所示.

### 4.3. 仿真结果

仿真中具体参数与实验参数一致,聚苯乙烯微粒直径为 517 nm,真空下的介电常数  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$  F/m,溶液的黏性系数  $\eta = 10^{-3}$  Pa·s,聚苯乙烯微粒子的电导率  $\sigma_p = 0.01$  mS/m,粒子的相对介电

常数为  $\epsilon_p = 2.3 \times 10^{-11}$  F/m,粒子的密度  $\rho_p = 1.3$  g/cm<sup>3</sup>,溶液的电导率  $\sigma_m = 1.5$  mS/m,由于溶液电导率与浓度均较低,因此所选溶液密度近似于水溶液的密度,即  $\rho_m = 1.0$  g/cm<sup>3</sup>,溶液的绝对介电常数  $\epsilon_m = 7.08 \times 10^{-10}$  F/m,外加的电信号的幅值  $V_0 = 5$  V,仿真分析基于实验条件开展.此条件下由于粒子重力以及布朗运动产生的力的大小约为  $2 \times 10^{-15}$  N,远远小于正常操控电压之下的介电泳力的大小,因此可忽略不计.

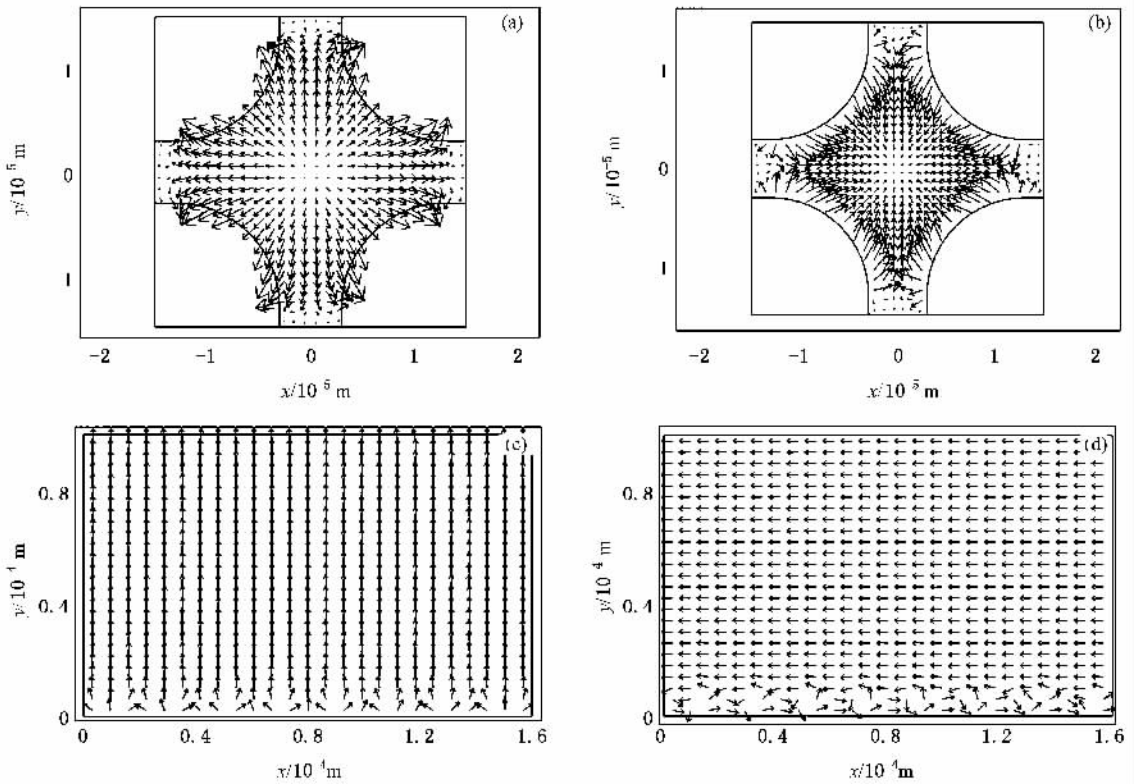


图 8 介电泳力仿真结果分布 (a)传统正介电泳力分布 (b)传统负介电泳力分布 (c)行波操作中传统负介电泳力分布; (d)行波介电泳力分布

根据仿真二维模型以及边界条件,在 COMSOL 软件中,首先求解电场方程,在此基础上设置介电泳力公式的表达式,求得低频条件时传统正介电泳力的分布场,如图 8(a)所示.不难看出,此时介电泳力指向星型电极的四个边缘,说明实验中微粒子受正介电泳力时,将会被聚集在星型电极的四个边缘,而图 8(b)所示,为高频条件时,负介电泳力的分布,可知,此时介电泳力的方向聚集在星型电极的中心处,说明实验中微粒子受负介电泳力时,将会被聚集在星型电极的中心处.如图 8(c)所示  $\omega t = 0$  时,高频频范围内,传统负介电泳力的方向仿真,可见,传统

介电泳力在主要在竖直方向上起作用.所以,在行波介电泳力操作中,首先由负介电泳力将微纳粒子抬高到某一水平高度.图 8(d)显示行波介电泳力的方向,可见,行波介电泳力主要在水平方向上对微纳粒子进行作用.两种力的综合作用是粒子在某一高度的范围内做定向运动.从而,通过施加或者切断信号,可以使微粒子停留在任意固定的位置.仿真中  $\omega t = \pi/4$  时刻的介电泳力方向和分布规律与  $\omega t = 0$  时刻保持一致,即介电泳力在一个周期内具有一定的稳定性,方向确定,可以进行连续操控.

## 5. 实验结果与讨论

在理论以及仿真分析的基础上,进行实验研究,并将实验与仿真分析进行对比。

### 5.1. 实验用芯片

如图 9(a)所示,为实验用星型电极,用于利用传

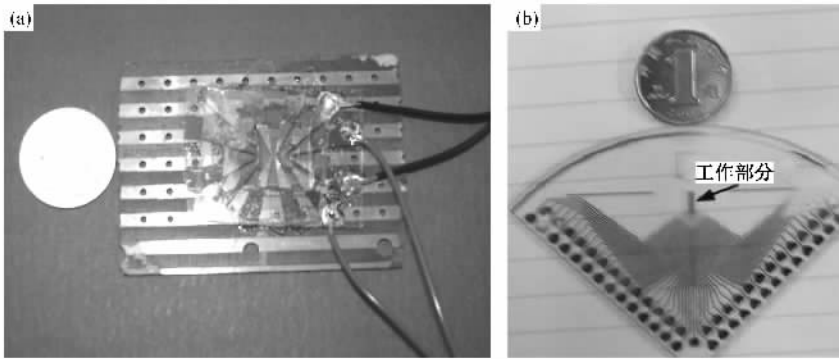


图 9 实验用电极芯片实物图 (a)星型电极芯片 (b)平行电极阵列

### 5.2. 实验结果与讨论

如图 10 所示为基于星型电极利用传统介电泳力进行粒子收集的实验结果。对于四极星型电极而言,考虑受正介电泳力的时候,微粒子聚集到 4 个电极的边缘处,而图 10(a)所示的实验结果与仿真结

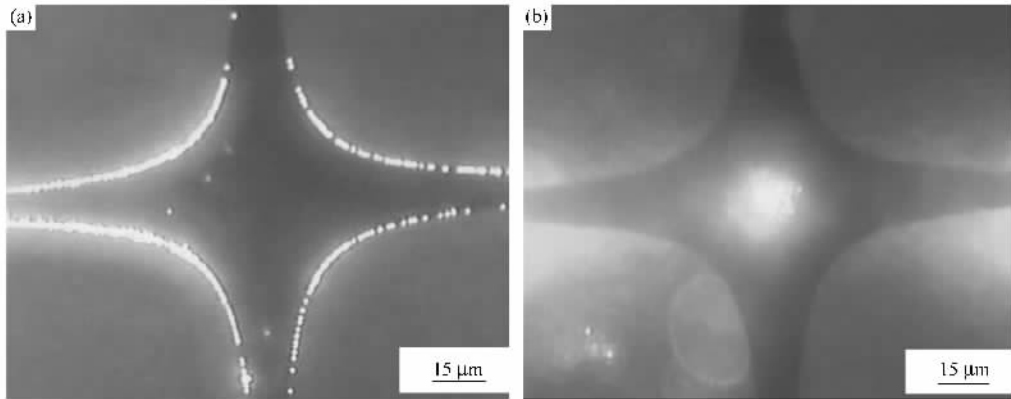


图 10 传统介电泳粒子收集实验结果 (a)传统正介电泳力粒子收集 (b)传统负介电泳力粒子收集

集到电极上两个固定位置。

如图 11 所示,为平行电极阵列上利用行波介电泳力进行粒子定向驱动的实验结果。图 11(a)所示,为聚焦在粒子平衡位置时,两个粒子的运动追踪图,三个图片的时间间隔均为 2s,不难看出,粒子平稳的在水平方向上进行移动。图 11(b)所示,为 6s 时

传统介电泳力进行微纳粒子收集实验。图 9(b)为平行电极阵列电极,用于行波介电泳力粒子定向驱动实验。为了形成微通道,选择 PDMS 材料制成微腔,覆盖在电极上,用以承载实验样本,然后在微腔上覆盖盖玻片,高速摄像 CCD(RS-7130E)与荧光显微镜(上海豫光 TYU-50C)相连接,并将实验过程录像反映并存储到计算机上,通过两相信号发生器,对实验用电极施加交流信号,并根据要求调整电压和频率等参数。

果(图 9(a))符合得非常好,可见实验很好地验证了理论以及数值仿真结果的正确性;当微粒子受到负介电泳力的时候,会脱离电极的边缘而向星型电极的中心处聚集,其仿真结果如图 9(b)所示,而实验结果如图 10(b)所示,实验与仿真具有很好的一致性,不难说明,利用传统介电泳力能够将粒子迅速收

间内,两个粒子的运动轨迹图,粒子沿垂直于电极阵列的方向被定向驱动,与仿真结果具有很好的一致性。因此利用行波介电泳力可以对微纳粒子进行定向驱动,准确定位,并且驱动效率较高。

由上述理论分析、仿真分析以及实验验证,不难看出,利用介电泳力能够有效的对微纳粒子进行相

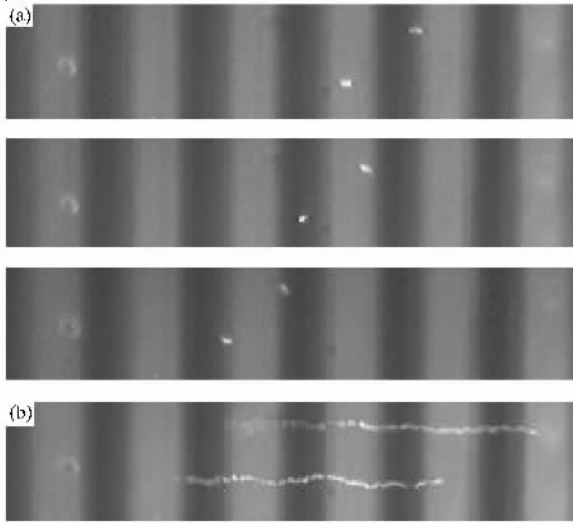


图 11 行波介电泳粒子定向驱动实验结果 (a)  $4\text{ V}$ ,  $1.9 \times 10^6\text{ Hz}$  2 s 时间间隔的粒子位移分布 (b)  $4\text{ V}$ ,  $1.9 \times 10^6\text{ Hz}$  6 s 粒子的运动轨迹示意图

关操控. 利用传统介电泳力能够将微纳粒子收集定位在两个不同位置, 而利用行波介电泳力对微纳粒子进行定向驱动, 可以通过施加或者切断电信号, 使得粒子定位任意水平位置, 即粒子定位可调性更高. 因此传统介电泳力适用于单种或者两种微纳粒子的

收集或者分离等操作, 而行波介电泳力适用于单种粒子多位置或者根据提升高度的不同对多种粒子进行分离操作. 应用中, 可根据具体情况, 恰当选择粒子的操控方式.

## 6. 结 论

本文在分析介电泳基本原理基础上, 对介电泳力进行了复数表示, 分别研究了传统介电泳力与行波介电泳力的影响因素, 得出了 CM 因子的实部与虚部随频率的变化规律, 设计两种电极结构, 即星型电极和平行电极阵列分别作为传统介电泳力微纳粒子收集实验芯片与行波介电泳力微纳粒子定向驱动实验芯片, 建立星型电极以及平行电极阵列的二维理论分析模型, 设置相应边界条件, 利用实部、虚部耦合求解的方法, 仿真研究了传统介电泳力以及行波介电泳力在电极芯片上的分布规律, 分别利用星型电极芯片与平行电极阵列芯片, 进行了微纳粒子收集以及定向驱动实验, 并对实验与理论分析以及仿真结果进行了对比分析. 结果表明, 实验与理论以及仿真具有较好的一致性, 验证了理论分析与仿真结果的正确性.

- [ 1 ] Stone H, Stroock A, Ajdari A 2004 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **36** 381
- [ 2 ] Hardt S, Schönfeld F 2007 *Microfluidic Technologies for Miniaturized Analysis Systems* (New York: Springer-Verlag)
- [ 3 ] Ramos A, Morgan H, Green N G, Castellanos A 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 2338
- [ 4 ] Li B X, Ye M Y, Chu Q Y, Yu J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3447 (in Chinese) [ 李宝兴、叶美英、褚巧燕、俞 健 2007 物理学报 **56** 3447 ]
- [ 5 ] Liu H W, Ma D M, Shi W, Tian L Q, Wang X M, Xie W P, Xu M, Zhou L J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1219 (in Chinese) [ 刘宏伟、马德明、施 卫、田立强、王馨梅、谢卫平、徐 鸣、周良骥 2009 物理学报 **58** 1219 ]
- [ 6 ] Hou L, Liu Z, Shi W, Wang X M, Xu M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7185 (in Chinese) [ 侯 磊、刘 峥、施 卫、王馨梅、徐 鸣 2009 物理学报 **57** 7185 ]
- [ 7 ] Jiang H Y, Ren Y K, Ao H R, Ramos A 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4541
- [ 8 ] Green N G., Ramos A, Gonzalez A, Castellanos A, Morgan H 2001 *J. Electrostat.* **53** 71
- [ 9 ] Castellanos A, Ramos A, González A, Morgan H, Green N G 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 2584
- [ 10 ] Deng L Z, Xia Y, Yin J P 2007 *Chin. Phys. B* **17** 707
- [ 11 ] Pohl H A 1995 *Dielectrophoresis* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [ 12 ] Studer V, Pepin A, Chen Y, Ajdari A 2004 *Analyst* **29** 944
- [ 13 ] Gascoyne P R C, Vykoukal J V 2004 *Proc. IEEE* **92** 22
- [ 14 ] Morgan H, Hughes M P, Green N G 1999 *Biophys.* **77** 516
- [ 15 ] Ramos A, Morgan H, Green N G, Castellanos A 1999 *J. Electrostat.* **47** 71
- [ 16 ] Bian X B, He Y, Liu P, Meng L, Mu C H, Zhang D 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2432 (in Chinese) [ 边小兵、贺 颖、刘 鹏、孟 玲、慕春红、张 丹 2008 物理学报 **57** 2432 ]
- [ 17 ] Haus H A, Melcher J R, 1989 *Electromagnetic Fields and Energy* (Prentice-Hall: Englewood Cliffs)
- [ 18 ] Jones T B 1995 *Electromechanics of Particles* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [ 19 ] Wang X B, Huang Y, Becker F F, Gascoyne P R C 1994 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 1571
- [ 20 ] Perch-Nielsen I R, Green N G, Wolff A 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2323



# Microparticles manipulation based on dielectrophoresis in microsystem<sup>\*</sup>

Ren Yu-Kun<sup>1)†</sup> Ao Hong-Rui<sup>1)</sup> Gu Jian-Zhong<sup>1)</sup> Jiang Hong-Yuan<sup>1)</sup> Antonio Ramos<sup>2)</sup>

1) *School of Mechatronics Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*

2) *Department Electronica y Electromagnetismo, Universidad de Sevilla, Sevilla 41012, Spain*

( Received 5 July 2009 ; revised manuscript received 28 July 2009 )

## Abstract

Dielectrophoresis ( DEP ) has a high potential in the manipulation of low concentration microparticles in microsystem , which is an urgent project . The complex DEP expression was induced based on the basic DEP theory . The main factor of the conventional DEP force and the traveling wave DEP force was analyzed and 2D analytical model with star electrodes as well as parallel electrodes were founded in order to act as the manipulation construction of them . Boundary conditions were set and the real part and imaginary part were coupled to compute the DEP force . The DEP distribution of the two electrodes was simulated numerically in order to obtain the parameters for the experiment . Based on the conventional DEP force , the star electrodes were used to collect microparticles and based on the travelling wave DEP force , the parallel electrodes were used for microparticles lift and directional driving , respectively . Comparing the experimental results with theoretical and simulation analysis , they had a good agreement . The results show that DEP force can be used to manipulate microparticles effectively in microsystem .

**Keywords :** microsystem , dielectrophoresis , microparticles collection , directional driving

**PACC :** 7240 , 4110D , 8220W

<sup>\*</sup> Project supported by the Chinese 111 Project ( Grant No. B07018 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : xiaoyu2002-2001@163.com