

非对称电极表面微观形貌对交流电渗流速的影响<sup>\*</sup>姜洪源<sup>1)2)</sup> 李姗姗<sup>1)†</sup> 侯珍秀<sup>1)</sup> 任玉坤<sup>1)</sup> 孙永军<sup>1)</sup>

1) (哈尔滨工业大学机电工程学院, 哈尔滨 150001)

2) (浙江大学流体传动及控制国家重点实验室, 杭州 310027)

(2010年4月3日收到; 2010年4月27日收到修改稿)

经典交流电渗理论是利用电场进行非机械式微流体驱动的基础. 传统理论交流电渗理论以双电层理论为基础, 通过耦合电场方程以及流场方程得到微电极表面交流电渗流速表达式, 通常与实验流速相差较大. 以电极表面微观形貌对交流电渗流速的影响为研究目标, 定义微电极表面粗糙度为微观形貌特征参数, 建立了等效双电层模型, 并对传统交流电渗流速公式进行了修正. 理论并仿真分析了表面粗糙度对于交流电渗流速的影响, 利用非对称电极对交流电渗微流体驱动进行了实验研究, 并进行对比分析. 结果表明, 理论分析与实验结果具有较好的一致性.

**关键词:** 交流电渗, 电极表面粗糙度, 等效双电层

**PACS:** 07.10.Cm, 85.85.+j, 87.80.Ek

## 1. 引言

微流体驱动技术是芯片实验室研究的主要分支, 交流电渗作为低电导率流体低频条件下驱动的主要驱动方式, 自1998年Ramos等<sup>[1]</sup>首次深入研究以后, 在最近的十多年内引起了广泛关注<sup>[2-8]</sup>. 与直流电渗相比, 交流电渗驱动具有驱动电压小、驱动过程稳定、操作安全且容易集成<sup>[5]</sup>等优点, 因此微流体驱动技术领域的研究者对交流电渗流更加关注. 经典的交流电渗理论认为, 电渗现象的产生是由于在固液两相分界面处会形成具有一定厚度的感应电荷层, 靠近电极表面的为紧密层, 在其外侧的为扩散层, 两者合称双电层, 双电层之间的电势称为zeta电势<sup>[1]</sup>. 双电层中的自由电荷在电场的作用下会受到库仑力作用而产生定向移动, 由于流体具有黏度, 流体便会随着电荷的定向移动而移动, 从而形成电渗流. Suh和Kang<sup>[9]</sup>提出了三电层模型, 认为固液两相分界面处的电荷层不是仅包括紧密层和扩散层两个电层, 而是有三个甚至更多电层, 还引入离子吸附效应来求解电极表面的电渗流速.

经典的交流电渗理论给出了交流电渗流速的

速度求解公式, 认为流体的流速主要取决于zeta电势、外加电场的强度和分布、流体的电导率、介电常数和黏度等因素<sup>[1,3]</sup>. 其中, zeta电势主要取决于双电层的厚度. 双电层在微电极表面形成, 由紧密层和扩散层组成, 其厚度称德拜长度. 微电极多采用镀膜工艺加工, 随着微加工技术的发展, 微电极的厚度可以达到10—100 nm<sup>[7]</sup>. 尽管镀膜技术可以将微电极表面做成非常光滑的平面, 但电极表面仍然不可避免地存在微观起伏. 双电层厚度即德拜长度的数量级为十到几十纳米, 微电极表面微观起伏的数量级也在10 nm左右. 虽然绝对数值很小, 但与双电层厚度的数量级相当, 因此电极表面的微观形貌对表面电荷<sup>[10]</sup>及双电层厚度的影响不可忽略. 文献<sup>[11]</sup>中, 经典公式求解电渗流速的理论值比实验值大数倍, 并通过引入一个修正因子才使得两者获得较高的符合度. Bazant等<sup>[12]</sup>对不同流体的zeta电势和交流电渗流速数据做了总结, 发现流速的实验值与根据经典流速公式得出的理论值具有较大差异. 对产生这一现象的原因目前学术界还没有统一的解释. 研究发现, 微通道表面的粗糙单元会影响微通道内层流流动的失稳, 相对粗糙度越大, 流动产生的回流和分离所导致的流动压降越明显, 流动阻力明显增加<sup>[13-14]</sup>. 清华大学张敏梁等<sup>[15]</sup>通过四

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:51075087)和浙江大学流体传动及控制国家重点实验室开放基金(批准号:GZKF-201004)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: lsshabin@gmail.com

种不同方法对电极板形貌进行修饰,实验研究表明,电极表面形貌影响液固接触表面电流变液的力学特性.同理,微流控芯片技术中采用的微电极表面的微观形貌也会导致电极表面电荷和电场分布的不均匀性加剧,从而会对交流电渗流速产生影响.由于微电极表面电荷和法拉第电流难以定量描述,目前针对微流控芯片电极表面粗糙度对交流电渗流速影响的研究鲜见报道.

本文在经典交流电渗流速分析理论的基础上,考虑了电极表面微观形貌对双电层厚度的影响,以微电极表面粗糙度作为电极表面微观形貌的特征参数,将经典双电层厚度与电极表面粗糙度线性叠加,并以此作为等效双电层厚度,在此假设的基础上对经典的理论模型进行修正,进而得到修正后的交流电渗流速求解公式.实验表明,与经典模型相比,利用此修正模型求解的交流电渗流速与实验值更加接近.

## 2. 非对称电极交流电渗流速分析

以非对称电极为例,利用经典电动力学理论可以求解交流电渗流的速度.文献[16]给出了电极结构及工作原理.

### 2.1. 电场控制方程

电极的极化作用是交流电渗现象发生的前提,电极的极化程度决定了双电层上电势降的分布情况.对于电导率为 $\sigma$ ,介电常数为 $\varepsilon$ 的溶液,电极极化的弛豫频率 $f = \sigma/\varepsilon$ ,在弛豫频率以下的低频范围内,流体的流动以交流电渗流为主导;在 $f = 3\sigma/\varepsilon$ 以上的高频范围,流体的流动以交流电热流为主导;中间频段交流电渗和交流电热效应同时起作用<sup>[17]</sup>.本文仅研究交流电渗频段的流体流动.

双电层外侧溶液可视为理想阻抗,溶液中的净电荷密度为零,因此溶液中任意一点的电势 $\phi$ 满足Laplace方程

$$\nabla^2 \phi = 0. \quad (1)$$

双电层可以看成理想电容,电极表面的边界条件为 $\sigma E = \sigma \partial \phi / \partial y = i\omega \sigma_q = i\omega C_{dl}(\phi - V_i)$ ,其中 $\sigma_q$ 为电极表面电荷密度, $V_i (i = 1, 2)$ 为两个电极的电势.双电层电容 $C_{dl} = \varepsilon \delta / \lambda_D = \varepsilon_0 \varepsilon_r \delta / \lambda_D$ ,其中 $\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_r / \sigma}$ 为经典双电层厚度即德拜长度,式中 $D$ ,  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_r$ 和 $\sigma$ 分别为溶液中离子的分散系数、真空中

介电常数、溶液的相对介电常数和电导率; $\delta = \zeta / \phi_D < 1$ 为表征紧密层特性的系数(一般取 $0.96^{[18]}$ ).其他边界为纽曼边界条件 $\mathbf{n} \cdot \nabla \phi = 0$ .由于KCl溶液中含有两种一价导电离子,所以溶液的分散系数 $D = 2D_i = k_B T / (3\pi \eta r_i)$ ,其中 $D_i$ 为溶液中每种离子的分散系数(此例中为氯离子和钾离子), $k_B$ ,  $T$ ,  $\eta$ ,  $r_i$ 分别为玻尔兹曼常数、热力学温度、溶液黏度和离子半径.

### 2.2. 流场控制方程

微流体系统雷诺数 $Re = \rho u d / \eta$ 较小,因此流体满足Navier-Stokes方程

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{u} - \nabla p + \mathbf{f}_e, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3)$$

式中 $\mathbf{f}_e = \rho \mathbf{E} - \frac{1}{2} E^2 \nabla \varepsilon = -\varepsilon \frac{\nabla \sigma \cdot \nabla \phi}{\sigma} \nabla \phi - \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 \cdot \nabla \varepsilon$ .根据文献[4, 19],电极表面直流电渗流速 $u = \varepsilon_0 \varepsilon_r E_t \zeta / \eta$ ,其中 $E_t$ ,  $\zeta$ 分别为电场的切向分量和zeta电势.对交流电场而言,一个周期内电极表面电渗流速的时间平均值<sup>[18, 20–22]</sup>为

$$\langle u \rangle = - \frac{\varepsilon \zeta \text{Re}[E_t^*]}{2\eta} = \frac{\delta \sigma_q \text{Re}[E_t^*]}{2\kappa \eta}, \quad (4)$$

式中 $E_t^*$ 为电场切向电势的共轭复数形式.两个电极表面流场的边界条件分别为 $u_i = -\text{Re}[\varepsilon(\phi - V_i) \phi_x^*] / (2\eta)$ ,  $i = 1, 2$ ,其中 $\phi_x^*$ 为电势切向分量的共轭复数, $\rho, \eta, \mathbf{u}, p$ 分别为流体的密度、黏度、流速和压力, $\text{Re}[\ ]$ 表示求实部运算.基底与腔体壁面设置为墙体,其他为开放边界条件.

(1)–(4)式是经典双电层理论求解交流电渗流速的经典方程,但是由此求出的理论速度往往和实验相差较大.这表明该理论模型对于交流电渗流速的影响因素分析得不够全面,需要进行一定的修正.简化起见,本文仅考虑电极表面微观形貌因素对双电层进行线性修正.

## 3. 对经典模型的修正

图1为本文实验用非对称电极表面微观形貌的原子力显微镜(AFM)图像,微电极表面微观起伏的尺度在10 nm左右,经典理论中交流电渗双电层厚度一般为十到几十纳米,两者在同一个数量级,因此考虑电极微观形貌对双电层的影响对于研究交流电渗流速很有必要.记微电极表面粗糙度为 $Ra$ ,

并以此作为衡量电极表面微观起伏的特征参数.

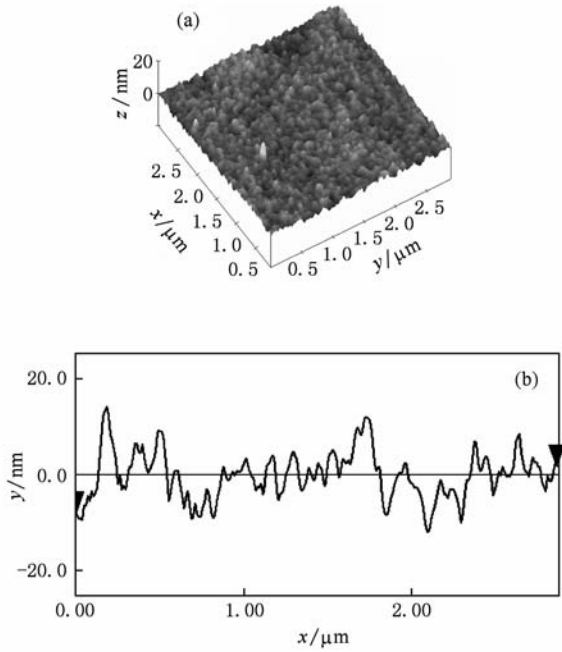


图1 非对称电极表面 AFM 图 (a) 三维形貌, (b) 二维轮廓图

### 3.1. 等效双电层模型

考虑电极表面粗糙度对双电层厚度的影响,将双电层厚度进行修正. 经典双电层和等效双电层模型如图2所示. 图2(a)为经典的双电层模型,假设电极表面绝对光滑,紧密层的粒子紧贴在电极表面形成一层致密的电荷层. 图2(b)为考虑电极表面微观形貌的等效双电层模型,双电层并非理想的光滑平面,而是伴随着电极表面的微观起伏而起伏. 与微观粒子相比,微观起伏的波峰波谷的尺度可以容纳数个甚至数百个离子. 因此,当电极表面微观起伏达到一定尺度时,双电层的厚度应修正为  $\lambda'_D = \lambda_D + Ra$ , 称为双电层的等效厚度,显然  $\lambda'_D \geq \lambda_D$ . 修正后电极在电场中的边界条件变为  $\sigma E = \sigma \partial \phi / \partial y = i\omega \sigma'_q = i\omega C'_d (\phi - V_i)$ , 其中  $C'_d = \epsilon \delta / \lambda'_D$ .

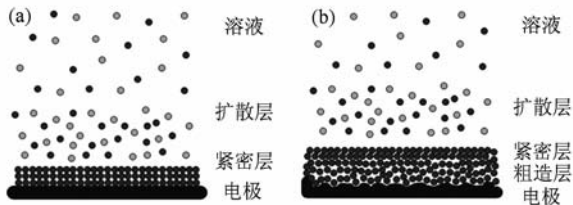


图2 双电层模型 (a) 经典双电层, (b) 等效双电层

根据(4)式,修正后的交流电渗平均流速公

式为

$$\langle u \rangle = -\frac{\epsilon \zeta' \text{Re}[E_t^*]}{2\eta} = \frac{\delta \sigma_q \text{Re}[E_t^*]}{2\kappa' \eta}, \quad (5)$$

式中  $\kappa' = 1/\lambda'_D$  为双电层等效厚度的倒数. 修正后电极在流场中的边界条件为  $u_i = -\text{Re}[\epsilon(\phi - V_i)\phi_x^*]/(2\eta)$ , 与修正前相比在形式上没有变化,但  $\phi, \phi_x^*$  的分布得到了修正.

### 3.2. 仿真结果

依照方程(1)–(5)和相应的边界条件,采用 Comsol 多物理场耦合有限元分析软件对非对称电极交流电渗流体的驱动情况仿真. 由于电极高度 100 nm 远小于通道高度和长度,所以可将仿真模型简化为二维仿真. 根据经典双电层理论,非对称电极交流电渗流速最大处对应的频率  $f_0 = 2\sigma\alpha/(\epsilon\kappa\pi \times \sqrt{x_u x_d}) \approx 4500$  Hz, 其中  $x_u, x_d$  分别为宽窄电极的宽度<sup>[11,23]</sup>.

仿真参数参照实验参数数值设置如下:

$$\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3, \eta = 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s},$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}, \epsilon_r = 78.2,$$

$$\sigma = 10 \text{ mS/m}, V_1 = 2\cos(\omega t) \text{ V},$$

$$V_2 = 0 \text{ V}, T = 298 \text{ K}, k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K},$$

$$r_i = 1.3 \times 10^{-10} \text{ m},$$

交流电场频率  $f_0 = 5000$  Hz 时电场流场分布的仿真结果如图3所示. 从图中可以看出,微通道内的电势及电场强度分布以小电极附近最为集中,宽电极表面出现漩涡,流体的综合流向为从小电极指向大电极方向.

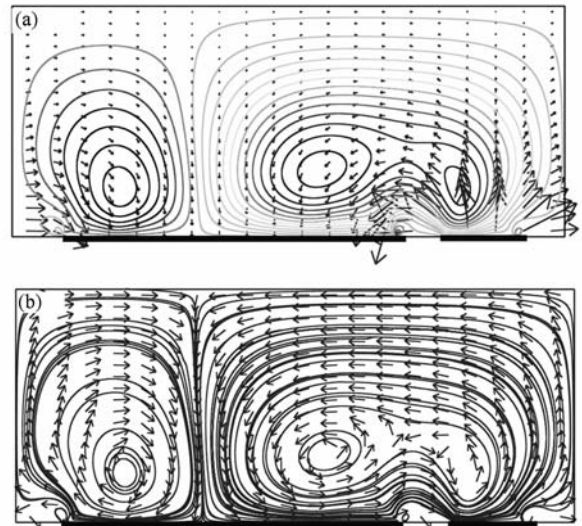


图3  $f_0 = 5000$  Hz 时电场流场分布图 (a) 电场, (b) 流场

### 3.3. 实验过程描述

实验芯片采用三组非对称电极, 芯片宽电极/间隙/窄电极尺寸分别为  $100\ \mu\text{m}/10\ \mu\text{m}/10\ \mu\text{m}$ ,  $50\ \mu\text{m}/5\ \mu\text{m}/5\ \mu\text{m}$ ,  $50\ \mu\text{m}/5\ \mu\text{m}/10\ \mu\text{m}$ . 实验中用到的主要仪器有: 数字示波器 (Tektronix TDS2024, 美国泰克仪器); 信号发生器 (EE1640C, 南京新联电讯仪器有限公司); 荧光显微镜 (TYU-50C, 上海豫光); PDMS (中昊晨光化工研究院); 直径  $500\ \text{nm}$  的聚苯乙烯微球示踪粒子 (天津倍思乐色谱技术开发中心); 电导率仪 (上海精密仪器有限公司).

首先利用 PDMS 制作高度为  $0.5\ \text{mm}$  的微腔, 用去离子水分别配置浓度  $1\ \text{mmol/L}$  ( $\sigma = 10\ \text{mS/m}$ ),  $3\ \text{mmol/L}$  ( $\sigma = 30\ \text{mS/m}$ ),  $10\ \text{mmol/L}$  ( $\sigma = 100\ \text{mS/m}$ ),  $15\ \text{mmol/L}$  ( $\sigma = 150\ \text{mS/m}$ ) 的 KCl 溶液, 将配置好的溶液注入微腔. 电极所加交流余弦电压峰峰值分别取  $1, 2, 3, 5\ \text{V}$  等, 调整信号的频率, 利用荧光显微镜和 CCD 观察流体的流动现象. 非对称电极在余弦交变信号下电极附近会产生较大的漩涡, 微腔内流体呈现定向流动的趋势, 方向为从窄电极流向宽电极, 这一现象与电场流场的耦合仿真结果一致.

实验发现, 对于浓度  $1\ \text{mmol}$  的溶液, 信号频率在  $8000\ \text{Hz}$  左右时, 交流电渗流速达到峰值, 速度峰值对应的信号频率比理论预测值  $4500\ \text{Hz}$  偏大. 当改用导电率更高的 KCl 溶液时, 交流电渗流速变小, 与仿真的预测结果一致. 电压峰峰值  $20\ \text{V}$  以上时, 电极表面有大量气泡产生, 这是由于较高幅值的电压信号下电极表面会发生明显的电化学反应, 从而产生气泡. 交流电渗流的速度采用 micro-PIV 方法通过测量流体中具有荧光标记的示踪粒子的速度来实现, 过多的气泡会干扰示踪粒子的流动情况, 影响测速精度, 且高电压容易烧坏电极. 因此实验过程中应该尽量避免这一现象的发生, 使电压峰峰值保持在  $15\ \text{V}$  以下. 当频率调至几十赫兹的低频时, 流体的流动方向出现由宽电极流向窄电极的现象. 低频流体反向现象已见诸报道<sup>[12]</sup>, 原因在于较低频率下电极的极化程度减弱, 电极表面的法拉第电流导致了流体的反向流动. 微电极表面电化学反应机理较为复杂, 是较低频条件下影响交流电渗流速和引起流体反向的原因之一.<sup>[12, 24, 25]</sup>

### 3.4. 交流电渗流的速度特性

采用 micro-PIV 方法测量交流电渗流的平均速度. 图 4 给出了不同  $Ra$  值对应的交流电渗流速特性曲线, 电极参数为  $50\ \mu\text{m}/5\ \mu\text{m}/5\ \mu\text{m}$ , 图中标注  $Ra$  值项为不同表面粗糙度下的仿真数据曲线, 未标注  $Ra$  值项为实验数据曲线.

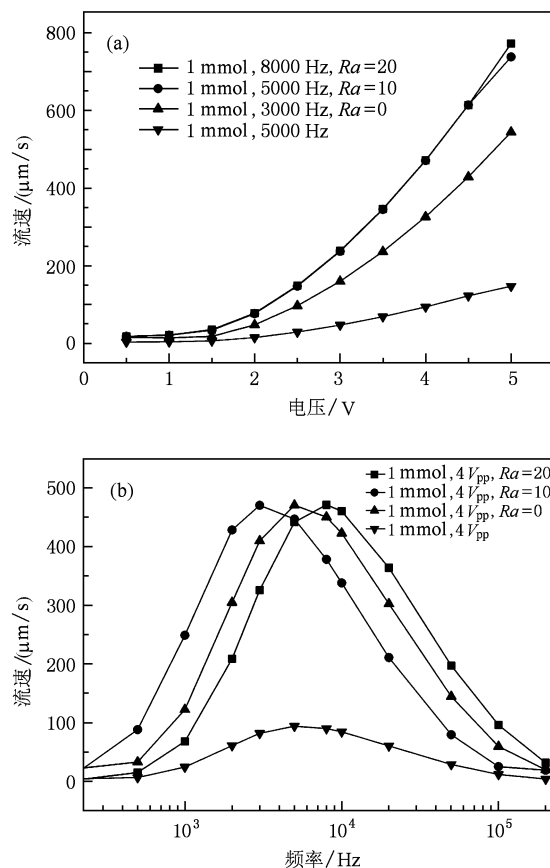


图4 不同表面粗糙度下流速特性曲线 (a) 电压特性, (b) 频率特性

电压特性曲线表明, 随着电压幅值的增大, 电渗流速逐渐增大, 且电极表面越粗糙, 流速增大得越快, 实验得到的流速为仿真数据的  $0.2$  倍左右. 频率特性曲线表明, 随着频率的增大, 流速呈现先增大后减小的趋势, 速度随频率的变化曲线近似服从高斯分布. 速度的实验值和仿真值不完全一致, 但添加修正因子  $0.2$  后基本取得一致 (主要原因在于为了便于观察仿真区域, 仿真采用的微腔尺寸小于实验中微腔的尺寸, 因此仿真流速偏大), 尤以仿真参数为  $Ra = 10\ \text{nm}$  时最为一致, 与文献<sup>[1, 2]</sup>的结论很接近. 同一浓度的流体在同一电压幅值下, 电极表面粗糙度对流速峰值影响不大, 但速度峰值所

对应的频率 $f_0$ 随 $Ra$ 的增大而增大. 结合图1中电极表面AFM图像, 电极表面粗糙度约为 $Ra = 10$  nm, 这表明电极表面微观形貌会影响交流电渗的流速, 对经典模型中的双电层厚度进行修正是合理的. Gonzalez等<sup>[25]</sup>在分析法拉第电流对滑移速度的影响时, 也得出了较大的紧密层厚度对应的速度峰值频率较大的结论, 进一步证明了本文考虑电极表面微观形貌对经典双电层模型进行修正的合理性.

为了研究电极表面微观形貌对交流电渗流速影响的变化趋势, 图5给出了考虑电极表面微观形貌效应时交流电渗流速随表面粗糙度变化的曲线. 表明随着电极表面粗糙度的增加, 流体流速呈现先增后减的趋势. 这是由于对于较小的5 nm以下的 $Ra$ 值, 由于电极表面过于光滑, 纳米尺度的微观峰谷不足以容纳紧密层较大的原子团, 因此计算双电层的厚度时不应将微观起伏包括在内, 此时的等效双电层厚度仍为 $\lambda_D$ . 当 $Ra$ 增大到合适的数值, 微观波谷恰好可以容纳紧密层原子团时, 双电层的等效厚度应该变为 $\lambda'_D = \lambda_D + Ra$ , 此时显然有 $\lambda'_D > \lambda_D$ , 紧密层的厚度变大, 双电层的电势降大部分落到紧密层, 电渗流的流速变大. 而对于过大的 $Ra$ 值, 电

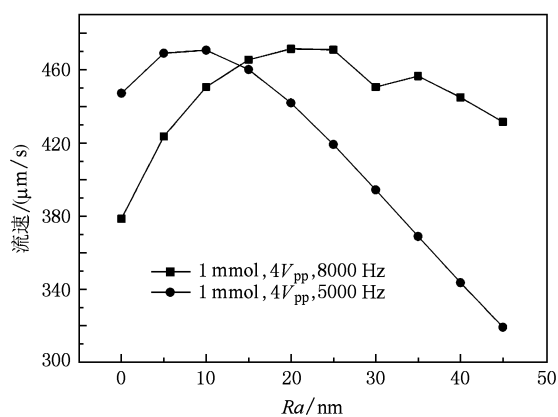


图5 电极表面粗糙度与流速的关系曲线

极表面摩擦系数较大, 紧密层反号离子的运动受到阻碍, 回流和失稳现象明显, 电渗流速又会急剧减慢. 在目前微流控芯片的加工工艺下, 微电极表面粗糙度一般在10 nm左右, 恰好使交流电渗流速处于峰值状态, 单纯的追求提高电极表面的加工精度并不能提高电渗流速.

#### 4. 结论与讨论

经典的交流电渗理论, 认为双电层是电场致微流体驱动的主要因素, 并给出了求解速度的经典公式. 但根据经典公式求解的理论流速往往超出实验值数倍、数十倍甚至更多. 本文考虑电极表面微观形貌对交流电渗流速的影响, 以表面粗糙度作为衡量电极表面微观形貌的特征参数, 提出了等效双电层理论模型, 将传统的双电层厚度 $\lambda_D$ 修正为 $\lambda'_D = \lambda_D + Ra$ , 通过电场流场的耦合仿真和实验, 证明了电极表面微观形貌会影响交流电渗的流速. 根据此修正模型求解的仿真流速乘以系数0.2之后和实验值基本一致. 在其他条件不变的前提下, 随着电极表面粗糙度的逐渐增大, 交流电渗流速呈现先增大后减小的趋势. 同一浓度的流体在同一电压幅值下, 电极表面粗糙度对流速的峰值大小影响不大, 但速度峰值所对应的频率 $f_0$ 随 $Ra$ 的增大而增大. 目前微流控加工工艺水平下电极的表面形貌恰是使交流电渗流速达到峰值的最佳状态.

交流电渗理论作为交叉学科的前沿课题, 目前很多理论有待完善. 比如, 如何解释实验过程中流体的反向, 如何定量地描述电化学反应过程的移动电荷的变化, 如何在广频范围内综合考虑交流电渗、交流电热、法拉第电流、离子吸附等效应, 得出交流电渗流速的求解方程等. 本文提出的等效双电层模型对利用分子动力学研究方法模拟微纳通道内流体在交流电场作用下的流动情况具有指导意义.

- [1] Ramos A, Morgan H, Green N G, Castellanos A 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 2338
- [2] Ramos A, Gonzalez A, Castellanos A, Green N G, Morgan H 2003 *Phys. Rev. E* **67** 056302
- [3] Jiang H Y, Ren Y K, Ao H R, Ramos A 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4541

- [4] Wee Y N, Shireen G, Yee C L, Chun Y, Isabel R 2009 *Lab. Chip.* **9** 802
- [5] Ren Y K, Ao H R, Gu J Z, Jiang H Y, Ramos A 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7869 (in Chinese) [任玉坤、敖宏瑞、顾建忠、姜洪源、Ramos A 2009 物理学报 **58** 7869]
- [6] Stone H, Stroock A, Ajdari A 2004 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **36**

- 381
- [7] 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]
- [8] 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]
- [9] Suh Y K, Kang S 2008 *Phys. Rev. E* **77** 031504
- [10] Wang L J, Zhang S M, Zhu J H, Zhu J J, Zhao D G, Liu Z S, Jiang D S, Wang Y T, Yang H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 017307
- [11] Green N G, Ramos A, Gonzalez A, Morgan H, Castellanos A 2000 *Phys. Rev. E* **61** 4011
- [12] Bazant M Z, Kilic M S, Storey B D, Ajdari A 2009 *Adv. Colloid Interface Sci.* **152** 48
- [13] Zhang C B, Chen Y P, Shi M H, Fu P P, Wu J F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7050 (in Chinese) [张程宾、陈永平、施明恒、付盼盼、吴嘉峰 2009 物理学报 **58** 7050]
- [14] Hao P F, Yao Z H, He F 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4728 (in Chinese) [郝鹏飞、姚朝晖、何枫 2007 物理学报 **56** 4728]
- [15] Zhang M L, Tian Y, Jiang J L, Meng Y G, Wen S Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8394 (in Chinese) [张敏梁、田煜、蒋继乐、孟永刚、温诗铸 2009 物理学报 **58** 8394]
- [16] Jiang H Y, Yan B S, Yang H K, Ramos A 2007 *Chin. Mech. Engin.* **14** 1672 (in Chinese) [姜洪源、闫宝森、杨胡坤、Ramos A 2007 中国机械工程 **14** 1672]
- [17] Castellanos A, Ramos A, Gonzalez A, Green N G, Morgan H 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 2584
- [18] Morgan H, Green N G 2003 *AC Electrokinetics: Colloids and Nanoparticles* (Baldock: Research Studies Press)
- [19] Hunter R 1993 *Introduction to Modern Colloid Science* (Oxford: Oxford University Press)
- [20] Olesen L 2006 *Ph. D. Thesis* (Technical University of Denmark)
- [21] Sanchez P G, Ramos A 2008 *Microfluid Nanofluid* **5** 307
- [22] Lian M, Wu J 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 064101
- [23] Yang H K 2008 *Ph. D. Thesis* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [杨胡坤 2008 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [24] Wu J, Ben Y X, Battigelli D, Chang H C 2005 *Ind. Eng. Chem. Res.* **44** 2815
- [25] Gonzalez A, Ramos A, Garcia S P, Castellanos A 2010 *Phys. Rev. E* **81** 016320

## Effect of asymmetrical micro electrode surface topography on alternating current electroosmosis flow rate<sup>\*</sup>

Jiang Hong-Yuan<sup>1)2)</sup> Li Shan-Shan<sup>1)†</sup> Hou Zhen-Xiu<sup>1)</sup> Ren Yu-Kun<sup>1)</sup> Sun Yong-Jun<sup>1)</sup>

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

2) (State Key Laboratory of Fluid Power Transmission and Control, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

(Received 3 April 2010; revised manuscript received 27 April 2010)

### Abstract

AC Electroosmosis (ACEO) induced by electric field is the basic approach for non-mechanical microfluid pumping. Traditional ACEO theory is based on electric double layer (EDL) theory, and gives electric-flow field coupling equations for ACEO flow rate. But there is a big deviation between the calculation data and experimental velocities. In this paper, electrode surface topography is included to solve ACEO flow rate. With electrode surface roughness as the characteristic parameter, equivalent EDL model is set up to modify the classical EDL model. The relationship between flow rate and electrode surface roughness is studied. Experiment results agree with the simulation very well, proving the feasibility of equivalent EDL model.

**Keywords:** alternating current electroosmosis, electrode surface roughness, effective electric double layer

**PACS:** 07.10.Cm, 85.85.+j, 87.80.Ek

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51075087) and the State Key Laboratory of Fluid Power Transmission and Control of Zhejiang University, China (Grant No. GZKF-201004).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: lssh@hust.edu.cn