

# 高 Zeta 势下一类矩形微管道中由振荡电渗流引起的物质输运与分离现象研究\*

张宗贤 陈小刚<sup>†</sup> 崔继峰 乔煜然 臧孝楠 王怀贞

(内蒙古工业大学理学院, 呼和浩特 010051)

(2025 年 11 月 21 日收到; 2026 年 1 月 9 日收到修改稿)

微流控技术凭借其微型化、高通量及低样本消耗特性, 已成为化学传感、靶向药物递送与生物分子分离领域的核心技术. 电渗流作为微流控中的关键驱动机制, 通过周期振荡调制流场结构, 能有效强化物质输运与分离效率. 本文研究高 Zeta 势条件下矩形微管道中一类微纳流体周期振荡电渗流的流动特性以及由此引起的物质输运及分离规律, 分别利用有限差分法和数值积分方法给出双电层电势、速度场和浓度场以及时空平均质量输运率, 分析壁面 Zeta 势、Debye 长度、Womersley 数、Schmidt 数等相关参数对流体流动特性及由此引起的物质输运及分离机制的影响. 研究结果表明: 1) 速度分布受 Womersley 数调控显著, 当 Womersley 数较小时, 流动呈现准稳态塞状流, 速度在通道中心均匀分布; 随着 Womersley 数增大, 惯性效应主导, 速度分布出现相位滞后、剪切层及局部逆流区. 2) 高壁面 Zeta 势增强电渗驱动力, 但为维持固定潮汐位移会导致 Peclet 数减小. 3) 浓度场分析显示, 物质输运受对流-扩散平衡控制, 浓度梯度高度集中于近壁区域, 中心浓度梯度趋近于零; 壁面 Zeta 势不对称时, 浓度分布呈现空间非对称性, 高壁面 Zeta 势一侧梯度更陡峭. 4) 时间与空间平均质量输运率量化结果显示, 输运率随 Womersley 数增加而提升, Schmidt 数较大的物质 (扩散系数小) 输运率更高, 且存在交叉现象; 这表明在特定频率下具有不同扩散特性物质的输运率曲线相交, 从而为实现物质分离提供了可能.

**关键词:** 高 Zeta 势, 振荡电渗流, 物质输运与分离, 有限差分法, 交叉现象

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251582

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251582

## 1 引言

微流控技术凭借其微型化、高通量及低样本消耗特性, 已成为化学传感、靶向药物递送与生物分子分离领域的核心技术<sup>[1-4]</sup>. 该技术的高效流体操控在很大程度上依赖于电渗流 (electroosmotic flow, EOF) 这一关键驱动机制, 即由外加电场与通道壁面双电层 (electric double layer, EDL) 相互作用诱导的流动<sup>[5]</sup>. 与传统压力驱动流相比, 电

渗流无需机械部件即可实现精准泵送<sup>[6]</sup>、混合与分离<sup>[7]</sup>, 兼具能耗低、响应快及流型可控的优势<sup>[8]</sup>, 尤其在生物流体传输中展现出独特应用潜力<sup>[9]</sup>. 而周期振荡电渗流通过时间维度调制流场结构, 进一步突破了传统稳态电渗流的传质效率瓶颈: 其物理基础源于 Taylor-Aris 色散理论, 该理论指出振荡流场中径向速度梯度可诱导横向浓度扩散, 从而显著增强轴向传质效率<sup>[10,11]</sup>, 为强化物质输运与分离提供了更灵活的调控方式.

早期研究围绕振荡电渗流的核心调控机制展

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12172333)、内蒙古自治区高等学校青年科技英才支持计划 (批准号: NJYT22075)、内蒙古自然科学基金 (批准号: 2025LHMS01005, 2025LHMS01010)、内蒙古自治区直属高校基本科研业务费 (批准号: JY20220331) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: xiaogang\_chen@imut.edu.cn

开, 为后续应用奠定了理论基础. 例如, Thomas 和 Narayanan<sup>[12]</sup> 的研究揭示了振荡频率的核心调控作用: 不同频率下存在多个“交叉频率”, 使得快、慢扩散物质的传质速率关系发生逆转, 为基于频率的物种分离奠定了理论依据; Watson<sup>[13]</sup> 以及 Huang 和 Lai<sup>[14]</sup> 通过理论分析与实验证实优化关键无量纲参数 (如 Debye 长度、Womersley 数、潮汐位移等), 可实现物种的高效分离; Paul 和 Ng<sup>[15]</sup> 通过理论分析发现, 振荡电场与振荡壁电位之间的相位差是调控分散强度的关键参数, 当二者相位差最大时, 流速梯度陡峭, 分散显著增强, 从而实现了混合 (强分散) 或分离 (弱分散) 过程的主动控制; Elsaid 等<sup>[16]</sup> 研究了振荡电渗流中微极性生物纳米流体的热质传输, 揭示了 Gyrotactic 微生物和纳米粒子对流动特性及热传导的耦合影响; Liu 等<sup>[17]</sup> 对 Jeffreys 流体在高 Zeta 势下平行板间周期性电磁电渗流的研究表明, Hartmann 数会引发速度振荡且该振荡强烈依赖于振荡 Reynolds 数、滑移长度和 Zeta 势等因素, 揭示了电磁场与黏弹性流体在高 Zeta 势下的复杂耦合机制. 这些研究共同构建了振荡电渗流的基础理论框架, 明确了关键参数的调控规律.

随着研究深入, 振荡电渗流的应用场景逐渐向复杂体系拓展, 通过调控各物理因素可以改变流场结构以提升输运效率. 例如, Dawn 和 Sarkar<sup>[18]</sup> 研究发现随着黏弹性流体剪切稀化特性的增强, 维持目标质量流量所需的电场强度逐渐降低, 而正确选择 Debye 长度、Navier 长度、空间因子、Womersley 数和潮汐位移的情况下, 滑移边界与离子空间位阻效应协同作用使传质率提升达 90%<sup>[19]</sup>; Teodoro 等<sup>[20]</sup> 理论分析了微通道中振荡电渗流对被动溶质传输和物种分离的影响, 该研究比较了锯齿波、方波和抛物线波等不同周期性电场波形, 并探讨了 Reynolds 数、Schmidt 数等关键参数的作用; Li 等<sup>[21]</sup> 聚焦半圆形通道中 Jeffreys 流体的振荡流特性, 揭示了振荡 Reynolds 数、松弛时间与迟滞时间对速度振幅振荡及体积流量的调控规律; Akbar 和 Mustafa<sup>[22]</sup> 探讨旋转框架中黏弹性流体的三维流动与耦合传热传质现象, 同时综合考虑黏性耗散和热扩散效应, 通过最优同伦分析法和数值方法求解, 系统分析了弹性参数、旋转参数等对流动和传热的影响; 刘勇波等<sup>[23]</sup> 针对移动表面电荷修饰的疏水纳米通道, 系统研究了广义 Maxwell 流

体的振荡电渗流与传质特性, 发现低振荡 Reynolds 数下表面电荷迁移率可正向调控流体速度, 且该效应能使传质率显著提升; Kumar 和 Mondal<sup>[24]</sup> 分析了电渗效应驱动下黏弹性流体在有限长度微通道中的蠕动传输过程, 采用线性 Phan-Thien-Tanner 模型描述流体流变特性, 结合润滑理论和摄动法求解控制方程, 该模型为生物启发式蠕动泵优化设计提供了理论依据.

近年来的研究进一步揭示了多物理场耦合及表面物理化学性质空间调控对振荡电渗流的深度影响. 研究表明, 通过设计通道壁面 Zeta 电位的空间分布可主动塑造复杂流场以增强传输. 例如, Tian 等<sup>[25]</sup> 的研究进一步指出, 非均匀表面电位诱导的局部循环流动虽能极大增强混合, 但当平均表面电位为零时, 体积流量会降至最低, 揭示了混合效率与流体传输速率之间存在的固有权衡关系; Afonso 等<sup>[26]</sup> 通过考虑壁面上的不同 Zeta 电位, 研究了在具有不对称边界条件的电渗和压力梯度强迫的共同影响下, 平行板之间的黏弹性流体流动, 电势、速度分布的解析解基于 Debye-Hückel 近似, 讨论了流体流变学、双层电厚度、壁面 Zeta 电位之比以及静电势和压力的流向梯度之比对流体速度和应力分布的综合影响; Peralta 等<sup>[27]</sup> 理论分析了平行平板微通道中不对称 Zeta 电位下振荡电渗流的特性, 发现通过调节壁面电位不对称性可诱导流速分布从对称到反转变形, 甚至产生回流涡旋, 从而显著影响混合效率; Saleem 等<sup>[28]</sup> 建立了电动力学模型 (电化学 EC 模型), 研究电化学反应的影响, 并将其性能与传统电动力学 (EK) 模型进行对比, 发现电极反应会改变电势并降低电流, 导致电渗流速度显著减小; Baños 等<sup>[29]</sup> 在高 Zeta 势条件下, 深入分析了疏水微通道中振荡电渗流的粘电效应与离子空间位阻效应耦合机制, 证实 Womersley 数、Schmidt 数与空间因子的协同优化可实现传质效率的精准调控; Medina 等<sup>[30]</sup> 的工作也证实, 壁面 Zeta 电位的不对称性可显著增强有效分散系数, 为微流体设备中传输控制提供了新思路. 此外, 长龙等<sup>[31]</sup> 研究正弦波纹壁面诱导二次流, 增强横向混合; Huang 等<sup>[32]</sup> 系统研究了交流电渗流狭缝通道中被动溶质的分离, 重点关注表面电荷与流体动力学滑移长度的耦合效应对交叉现象的影响; Yang 等<sup>[33]</sup> 研究了 pH 调控的平行板纳米通道, 发现溶液 pH 值与电场频率共同调控周期电渗流

的速度与流量振幅,且通道高度小于 100 nm 时振荡 Reynolds 数远小于 1, 电场频率的影响可忽略; Mahanta 等<sup>[34]</sup>与 Nath 等<sup>[35]</sup>分别研究了滑移依赖 Zeta 电位下广义 Maxwell 流体的脉动电渗流特性,证实滑移长度与 Zeta 电位的耦合效应可改变速度分布的非单调性,且存在临界振荡 Reynolds 数与时间周期,使流量敏感性对流体松弛时间的依赖关系发生逆转,为滑移边界微通道的传输优化提供了关键参数区间; Singh 等<sup>[36]</sup>的研究理论分析了时间周期电场驱动下 Maxwell 黏弹性流体在疏水微管中的电渗流与热传输特性,综合考虑了高表面电位和滑移依赖性 Zeta 电位的影响; Kumar 和 Jangili<sup>[37]</sup>探讨了时间周期电场驱动下偶应力流体在圆形微通道中的电渗流与热传输特性,系统考察了偶应力参数、Debye-Hückel 参数、聚电解质层厚度及振荡 Reynolds 数等对流动与温度分布的影响; Chowdhury 等<sup>[38]</sup>理论分析了交流电场驱动下纳米通道内电解质-介电液体双层体系中的动态电渗流及溶质分散特性,系统探究了介电层厚度、离子分配效应、空间位阻效应、界面电荷及振荡频率等参数对流动调制和溶质分散的影响。

上述研究绝大多数都是关于低壁面 Zeta 势下的微流体流动. 然而在实际应用中,大多数界面的壁面 Zeta 势都高于 25 mV, 此时 Debye-Hückel 线性近似无法描述高壁面 Zeta 势下的电荷密度分布和流动非线性. 因此,将模型拓展至高壁面 Zeta 势情形十分必要. 基于上述研究的启发,本文旨在研究高壁面 Zeta 势下矩形微管道中由外加时间周期振荡电场作用的一类微纳米流体周期振荡电渗流与物质输运及分离问题,利用有限差分法给出微管道中微纳米流体的流动速度、物质浓度分布及时间与空间质量输运率,分析相关物理参数对流体流动及物质输运与分离的影响。

## 2 模型建立

本文研究在高壁面 Zeta 势下,通过矩形微管道一类微纳米流体的周期振荡电渗流. 假设微通道是一个长度为  $L$ , 宽度为  $h$  的等温二维矩形通道,流体的特性满足牛顿流体的模型,在外加电场的作用下流动. 建立如图 1 所示的直角坐标系,通道高度为  $h$  ( $1.0 \times 10^{-5}$  m), 且通道具有平行于  $X$  轴分布均匀强度为  $E_x$  的外加电场作用。

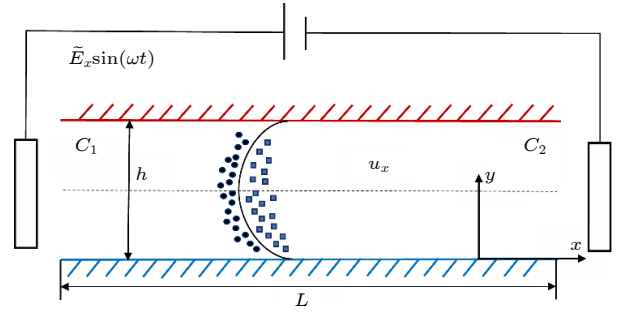


图 1 微通道中流体流动示意图

Fig. 1. Schematic diagram of fluid flow in microchannels.

### 2.1 电势分布

基于双电层理论, Debye 长度和电荷密度由下式表示<sup>[14]</sup>:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon RT}{2F^2 z^2 c'}}, \quad (1)$$

$$\rho_e = -2Fz c_0 \sinh\left(\frac{zF\psi}{RT}\right), \quad (2)$$

其中,  $F$  为法拉第常数,  $z$  为载流液体中同号与反号离子的价数 (假定溶剂为 1:1 对称电解质),  $\varepsilon$  为载流液体的介电常数,  $R$  为通用气体常数,  $T$  为开尔文绝对温度,  $c'$  为反号离子的平均摩尔浓度,  $\rho_e$  表示电荷密度,  $\psi$  表示双电层电势,  $c_0$  表示远离带电壁面处的离子浓度。

考虑到平行板是由两种不同材质制成, 对应的壁面 Zeta 势也会不同. 由此通道壁 Zeta 势满足:

$$\begin{cases} \psi^* = \psi_0, & y = 0, \\ \psi^* = \psi_1, & y = h. \end{cases}$$

本文考虑问题中电渗流速度较低, 且过剩电荷量较小, 可忽略离子的对流效应<sup>[14]</sup>. 双电层电势可由 Poisson-Boltzmann 方程描述:

$$\nabla^2 \psi = \frac{d^2 \psi}{dy^2} = -\frac{\rho_e}{\varepsilon} = \frac{2Fz c_0}{\varepsilon} \sinh\left(\frac{zF\psi}{RT}\right). \quad (3)$$

引入如下无量纲化:

$$\begin{cases} \psi^* = \frac{zF\psi}{RT}, & y^* = \frac{y}{h}; \\ \kappa = \left(\frac{2z^2 F^2 c_0}{\varepsilon RT}\right)^{\frac{1}{2}}, & \gamma = \frac{\psi_0^*}{\psi_1^*}; \\ \psi_0^* = \frac{zF\psi_0}{RT}, & \psi_1^* = \frac{zF\psi_1}{RT}. \end{cases}$$

利用上述无量纲变量将方程 (3) 无量纲化为

$$\frac{d^2\psi^*}{dy^{*2}} = -\frac{\rho_e}{\epsilon} = h^2\kappa^2 \sinh(\psi^*) = m^2 \sinh(\psi^*); \quad (4)$$

相应的边界条件无量纲为

$$\begin{cases} y^* = 0 : \psi_0^* = \gamma\psi_0, \\ y^* = 1 : \psi_1^* = \psi_1, \end{cases} \quad (5)$$

这里  $m = h\kappa$ .

## 2.2 速度场

假设所考虑的流体为连续、等温、二维且不可压缩的牛顿型流体. 控制方程为连续性方程和动量方程<sup>[14]</sup>:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = 0, \quad (6)$$

$$\rho_f \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_e \mathbf{E}, \quad (7)$$

这里  $\mathbf{u} = (u_x, u_y)$  表示坐标系中的速度矢量;  $\rho_f$  和  $\mu$  分别是载流液体的密度和动力黏度;  $\mathbf{E}$  是施加的电场,  $\rho_e$  为电荷密度;  $\rho_e \mathbf{E}$  表示电场力, 它是产生电渗流的主要驱动力.

假设外部电场仅施加在  $x$  方向, 即  $\mathbf{E} = (E_x, 0)$ , 且

$$E_x = \epsilon_x \sin(\omega t) = \text{Im}[\widetilde{E}_x e^{i\omega t}], \quad (8)$$

这里  $E_x$  的幅值保持在  $100 \text{ V} \cdot \text{mm}^{-1}$  以下, 以避免振荡电渗流中可能出现的电动不稳定性及显著的焦耳热效应<sup>[14]</sup>.

设流动在  $x$  方向上充分发展, 主要由电渗效应驱动, 则  $y$  方向速度分量  $u_y$  为零, 动量方程中的压力效应与电场力效应相比可忽略不计. 于是动量方程 (7) 简化为

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{\rho_e}{\rho_f} \text{Im}[\widetilde{E}_x e^{i\omega t}]. \quad (9)$$

速度  $u_x$  满足的边界条件为通道壁面上的无滑移条件:

$$\begin{cases} y = 0 : u_x = 0; \\ y = h : u_x = 0. \end{cases} \quad (10)$$

引入如下无量纲化:

$$\begin{cases} u_x^* = \frac{u_x}{\widetilde{U}_{\text{HS}}}, & \nu = \frac{\mu}{\rho_f}; \\ t^* = \frac{t}{\tau}, & \tau = \frac{2\pi}{\omega}; \\ \widetilde{U}_{\text{HS}} = -\frac{\epsilon \widetilde{E}_x RT}{zF\mu}, & \lambda^* = \frac{h}{\lambda_D}. \end{cases} \quad (11)$$

将上述无量纲变量代入方程 (9), 则无量纲形式的动量方程为

$$\frac{W^2}{2\pi} \frac{\partial u_x^*}{\partial t^*} = \frac{\partial^2 u_x^*}{\partial y^{*2}} + \lambda^{*2} \sinh(\psi^*) e^{i2\pi t^*}, \quad (12)$$

其中,

$$W \equiv h \sqrt{\frac{\omega}{\nu}} = \sqrt{\frac{h^2/\nu}{1/\omega}} = \sqrt{\frac{t_\nu}{t_\omega}}, \quad (13)$$

$W$  为 Womersley 数, 表示黏性扩散时间尺度  $t_\nu$  与振荡时间尺度  $t_\omega$  的比值.

相应的边界条件无量纲为

$$y^* = 0, 1 : u_x^* = 0. \quad (14)$$

考虑到关于  $u_x^*$  的动量方程 (12) 的线性, 可设如下方程:

$$u_x^*(y^*, t^*) = \text{Im} \left[ \widetilde{u}_x^*(y^*) e^{i2\pi t^*} \right], \quad (15)$$

将上述方程代入方程 (12) 及相应的边界条件 (14) 后, 得到关于  $\widetilde{u}_x^*$  的控制方程及边界条件:

$$\frac{d^2 \widetilde{u}_x^*}{dy^{*2}} - iW^2 \widetilde{u}_x^* = -\lambda^{*2} \sinh(\psi^*), \quad (16)$$

$$\widetilde{u}_x^*(0) = \widetilde{u}_x^*(1) = 0. \quad (17)$$

## 2.3 Lagrange 位移与潮汐位移

拉格朗日位移表示每个流体微团在时间间隔  $\Delta t = t - 0$  内的移动距离, 它可以表示为

$$\alpha(y^*, t) = \int_0^t u_x(y^*, t') dt', \quad (18)$$

拉格朗日位移将瞬时速度场转化为时空位移量, 以便于计算潮汐位移. 除靠近两端区域外, 该位移对每个横截面均相同. 类似于文献<sup>[14]</sup> 每个流体微团在时刻  $t$  的  $x$  位置由  $x = x_0 + \alpha$  表示.

潮汐位移表示每个横截面的平均移动距离, 定义为

$$\beta = \left| \frac{1}{h} \int_0^h \alpha \left( y, \frac{\pi}{\omega} \right) dy \right| = \left| \int_0^1 \alpha \left( y^*, \frac{\pi}{\omega} \right) dy^* \right|. \quad (19)$$

在方程 (19) 中, 计算时应用了半个振荡周期以获得最大平均移动距离, 随后在本研究中将等效地用作周期性振荡电渗流的平均振幅  $\Delta x'$ . 为了对平均质量输运进行合理比较, 对于所考虑的每种流动情况, 振荡幅度  $\Delta x'$  或  $\beta$  必须保持相同. 因此, 所施加的电场  $\widetilde{E}_x$ 、滑移速度  $\widetilde{U}_{\text{HS}}$  以及相应的 Peclet

数  $\tilde{\text{Pe}}_D$  必须根据频率进行调整, 以满足条件  $\beta = \Delta x' = \text{常数}$  [14], 即

$$\left| \tilde{E}_x(\omega) \right| = \left| \frac{-zF\mu\omega\Delta x'}{2i\varepsilon T\eta(\omega)} \right|, \quad (20)$$

$$\left| \tilde{U}_{\text{HS}}(\omega) \right| = \left| \frac{\omega\Delta x'}{2i\eta(\omega)} \right|, \quad (21)$$

$$\tilde{\text{Pe}}_D(\omega) = \frac{h\tilde{U}_{\text{HS}}(\omega)}{D}, \quad (22)$$

其中方程 (20) 和 (21) 中的因子  $\eta(\omega)$  由下式给出:

$$\eta(\omega) = \int_0^1 \tilde{u}_x^* dy^*. \quad (23)$$

## 2.4 浓度场

假设被运输的物质为电中性, 其运输现象不会受到任何电势的影响. 此外, 假设物质浓度被无限稀释, 物质浓度梯度不会相互干扰并且摩尔平均速度与质量平均速度相同. 质量平均速度为载流液体的流速  $u$ . 假设 Fick 定律适用, 则质量运输方程可写为 [14]

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_x \frac{\partial c}{\partial x} = D \left( \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right), \quad (24)$$

其中,  $D$  为扩散系数, 且根据讨论已应用  $u_y = 0$ .

如图 1, 在两个储液池之间安装微通道, 储液池中物质浓度分别维持在恒定值, 左侧储液池为  $c_1$ , 右侧为  $c_2$  ( $c_1 > c_2$ ). 若载流液体没有流动运动, 扩散将会是物质运输的唯一机制, 稳态浓度分布在  $x$  方向将呈线性形式, 在  $y$  方向将是均匀的. 在振荡电渗流下, 通道内的物质速度分布不均匀, 因此物质的浓度分布也不会通道的任何横截面上保持均匀. 当运输过程达到稳态时, 除了两端区域附近外, 物质浓度沿流动方向的线性变化趋势保持不变 [14], 从而可以合理地假设物质浓度分布具有以下形式:

$$c(x, y, t) = c_1 + \frac{c_2 - c_1}{L}x + c_u(y, t), \quad (25)$$

这里  $c_u(y, t)$  表示由振荡电渗流引起的浓度分布的变化.

由于  $c_u(y, t)$  的影响, 方程 (25) 并不能严格满足通道两端的边界条件, 即  $c(0, y, t) = c_1$  以及  $c(L, y, t) = c_2$ . 然而, 在  $A = h/L \ll 1$  的末端效应近似下, 这一处理是可以接受的 [14].

将方程 (25) 代入方程 (24), 得到

$$\frac{\partial c_u}{\partial t} + u_x \left( \frac{c_2 - c_1}{L} \right) = D \frac{\partial^2 c_u}{\partial y^2}. \quad (26)$$

边界条件为通道壁面上的不可渗透条件, 即

$$\left. \frac{\partial c_u}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial c_u}{\partial y} \right|_{y=h} = 0. \quad (27)$$

令  $c_u^* = \frac{c_u}{(c_2 - c_1)}$ , 利用  $y^* = \frac{y}{h}$  对方程 (26) 无量纲化得到:

$$\frac{W^2}{2\pi} \text{Sc} \frac{\partial c_u^*}{\partial t^*} + \tilde{\text{Pe}}_D A u_x^* = \frac{\partial^2 c_u^*}{\partial y^{*2}}, \quad (28)$$

其中  $A = \frac{h}{L}$  为纵横比, Sc 为 Schmidt 数:

$$\text{Sc} \equiv \frac{\nu}{D}. \quad (29)$$

边界条件 (27) 的无量纲形式为

$$\left. \frac{\partial c_u^*}{\partial y^*} \right|_{y^*=0} = \left. \frac{\partial c_u^*}{\partial y^*} \right|_{y^*=1} = 0. \quad (30)$$

根据前文的讨论, 对流效应对总浓度分布的影响仅取决于振荡流运动. 因此, 为了与流场在时间上保持一致, 将对流效应的浓度项  $c_u^*(y^*, t^*)$  表示为 [14]:

$$c_u^*(y^*, t^*) = -\text{Im} \left[ \tilde{c}_u^*(y^*) e^{-i2\pi t^*} \right]. \quad (31)$$

将方程 (15) 和 (31) 代入方程 (28) 后, 方程 (28) 简化为

$$\frac{d^2 \tilde{c}_u^*}{dy^{*2}} - i\text{Sc}W^2 \tilde{c}_u^* = \tilde{\text{Pe}}_D A \tilde{u}_x^*, \quad (32)$$

式中  $\tilde{c}_u^*$  是  $c_u^*$  的复共轭,  $\tilde{\text{Pe}}_D(\omega)$  为频率相关的 Peclet 数. 不可渗透边界条件简化为

$$\left. \frac{d\tilde{c}_u^*}{dy^*} \right|_{y^*=0,1} = 0. \quad (33)$$

## 2.5 时间与空间平均质量输运率

尽管在每个振荡周期内不存在净流动, 但由于纯扩散效应或对流效应, 存在着从上游到下游的净质量输运. 为了计算这种净质量输运, 定义一个振荡周期内通过通道横截面的平均质量传递速率, 称为时间与空间平均质量输运率 [14], 即

$$Q_x = \frac{1}{h} \frac{\omega}{2\pi} \left[ \int_0^h \int_0^{(2\pi/\omega)} J_x dt dy \right], \quad (34)$$

$J_x$  表示由扩散效应和对流效应共同引起的  $x$  方向瞬时质量通量, 即

$$J_x = -D \frac{c_2 - c_1}{L} + \left( c_1 + \frac{c_2 - c_1}{L}x + c_u(y, t) \right) u_x(y, t), \quad (35)$$

或

$$\begin{aligned}
 J_x = & -D \frac{c_2 - c_1}{L} + c_1 \text{Im}[\tilde{u}_x e^{i\omega t}] \\
 & + x \frac{c_2 - c_1}{L} \text{Im}[\tilde{u}_x e^{i\omega t}] \\
 & - \text{Im}[\tilde{c}_u e^{-i\omega t}] \text{Im}[\tilde{u}_x e^{i\omega t}]. \quad (36)
 \end{aligned}$$

将方程 (36) 代入方程 (34) 并对时间积分后,  $Q_x$  简化为

$$Q_x = -D \frac{c_2 - c_1}{L} + \frac{1}{4h} \int_0^h (\tilde{c}_u \tilde{u}_x + \bar{c}_u \bar{u}_x) dy, \quad (37)$$

其中  $\bar{c}_u$  和  $\bar{u}_x$  分别是  $\tilde{c}_u$  和  $\tilde{u}_x$  的复共轭.

方程 (37) 的无量纲形式为

$$Q_x^* = 1 - \frac{1}{4} |\text{Pe}_D|^2 \int_0^1 (\tilde{c}_u^* \tilde{u}_x^* + \bar{c}_u^* \bar{u}_x^*) dy^*, \quad (38)$$

这里  $Q_x^* = (Q_x L)/(D(c_1 - c_2))$ ,  $\tilde{c}_u^* = \tilde{c}_u^*/(\text{Pe}_D A)$  和  $\bar{u}_x^* = \bar{u}_x^*/(\text{Pe}_D A)$ .

### 3 模型求解

本文利用有限差分法求解电势方程 (4) 及边界条件 (5)、速度方程 (16) 及边界条件 (17) 和浓度方程 (32) 及边界条件 (33), 利用数值积分方法求解时间与空间平均质量输运率.

#### 3.1 电势分布

$y$  轴方向区间为  $[0, 1]$ , 对方程 (4) 及边界条件 (5) 分别利用中心差分格式和离散化得到如下格式:

$$\frac{\psi_{i+1}^* - 2\psi_i^* + \psi_{i-1}^*}{h^2} = m^2 \sinh(\psi_i^*), \quad (39)$$

$$\psi_0^* = \psi_0, \psi_1^* = \psi_N \quad (40)$$

其中步长  $h = \frac{1}{N}$ ,  $i = 1 \sim N - 1$ .

利用牛顿迭代法求解上述非线性方程组即可得到电势分布, 在低壁面 Zeta 势下将求解出的数值解与利用 D-H 线性近似的解析解结果对比, 如图 2 所示, 可以看出拟合效果很好, 说明数值解的有效性, 可将其推广到求解高壁面 Zeta 势情形.

#### 3.2 速度分布

在任意内点  $y_j^*$  ( $j = 1, 2, \dots, N - 1$ ) 处, 利用中心差分格式近似二阶导数, 将原方程 (16) 在  $y_j^*$  处离散, 得到:

$$\frac{u_{j-1} - 2u_j + u_{j+1}}{h^2} - iW^2 u_j = -\lambda^{*2} \sinh(\psi^*(y_j^*)).$$

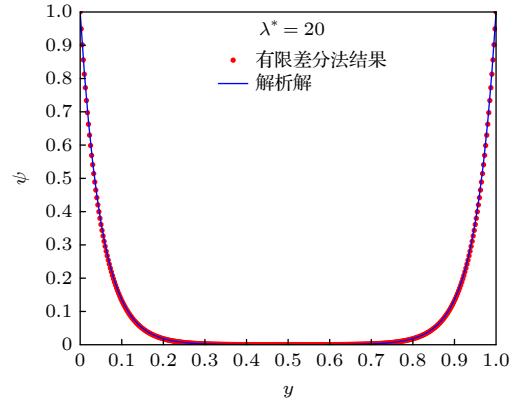


图 2 数值解与线性近似的解析解对比 ( $\psi_0 = \psi_1 = 1$ )  
 Fig. 2. Comparison between the numerical solution and the analytical solution of linear approximation ( $\psi_0 = \psi_1 = 1$ ).

根据给定的 Dirichlet 边界条件, 直接代入边界节点值:  $u_0 = 0, u_N = 0$ . 将内点方程整理为

$$\begin{aligned}
 & u_{j-1} + (-2 - iW^2 h^2) u_j + u_{j+1} \\
 & = -\lambda^{*2} h^2 \sinh(\psi^*(y_j^*)), \quad j = 1, 2, \dots, N - 1. \quad (41)
 \end{aligned}$$

结合边界条件, 该问题转化为求解关于  $u_1, \dots, u_{N-1}$  的线性方程组, 利用追赶法求解该方程组即可得到速度分布.

将低壁面 Zeta 势下求解出的数值解与参考文献 [14] 中的解析解结果对比, 如图 3 所示, 可以看出拟合效果很好, 说明数值解的有效性, 可以推广到求解高壁面 Zeta 势情形.

#### 3.3 浓度分布

在内部节点  $y_j^*$  ( $j = 1, 2, \dots, N - 1$ ) 处, 采用二阶中心差分格式近似二阶导数, 将原方程 (32) 在内部节点  $y_j^*$  处离散, 得到:

$$\frac{c_{j-1} - 2c_j + c_{j+1}}{h^2} - i\text{Sc}W^2 c_j = \widetilde{\text{Pe}}_D A \tilde{u}_x^*(y_j^*).$$

上述方程可整理为

$$\begin{aligned}
 & c_{j-1} + (-2 - i\text{Sc}W^2 h^2) c_j + c_{j+1} \\
 & = h^2 \widetilde{\text{Pe}}_D A \tilde{u}_x^*(y_j^*), \quad j = 1, 2, \dots, N - 1. \quad (42)
 \end{aligned}$$

由于边界条件为一阶导数, 而方程为二阶方程, 需采用特殊的离散格式. 由泰勒公式

$$\begin{cases} \bar{c}_u^*(0+h) = \bar{c}_u^*(0) + h\bar{c}_u^*{}'(0) + \frac{h^2}{2}\bar{c}_u^*{}''(0) + O(h^3), \\ \bar{c}_u^*(1-h) = \bar{c}_u^*(1) - h\bar{c}_u^*{}'(1) + \frac{h^2}{2}\bar{c}_u^*{}''(1) - O(h^3), \end{cases} \quad (43)$$

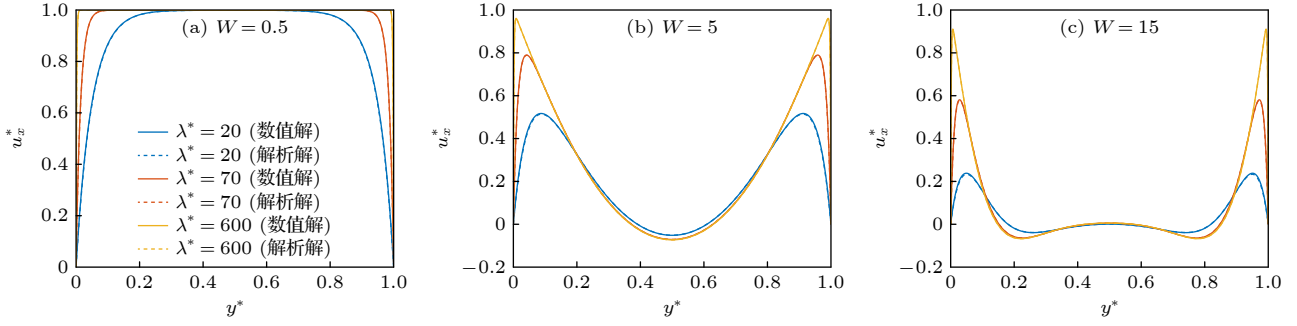


图 3 速度分布数值解与解析解对比验证 ( $\psi_0 = \psi_1 = 1, \lambda^* = 20, 70, 600$ )

Fig. 3. Comparative verification of numerical solution and analytical solution for velocity distribution ( $\psi_0 = \psi_1 = 1, \lambda^* = 20, 70, 600$ ).

变形并代入方程 (42), 从而得到边界条件为

$$\left\{ \begin{aligned} \left. \frac{dc_u^*}{dy^*} \right|_{y^*=0} &= \frac{\bar{c}_u^*(h) - \bar{c}_u^*(0)}{h} - \frac{h}{2} \bar{c}_u^* \eta(0) + O(h^2) \\ &= \frac{\bar{c}_u^*(h) - \bar{c}_u^*(0)}{h} - \frac{h}{2} (iScW^2 \bar{c}_u^*(0) - \widetilde{Pe}_D A \widetilde{u}_x^*(0)) + O(h^2), \\ \left. \frac{dc_u^*}{dy^*} \right|_{y^*=1} &= \frac{\bar{c}_u^*(1) - \bar{c}_u^*(1-h)}{h} + \frac{h}{2} \bar{c}_u^* \eta(1) - O(h^2) \\ &= \frac{\bar{c}_u^*(1) - \bar{c}_u^*(1-h)}{h} + \frac{h}{2} (iScW^2 \bar{c}_u^*(1) - \widetilde{Pe}_D A \widetilde{u}_x^*(1)) - O(h^2). \end{aligned} \right. \quad (44)$$

将方程 (44) 代入  $j = 1$  和  $j = N - 1$  的方程中以消除  $c_0$  和  $c_N$ , 最终得到关于  $c_1, c_2, \dots, c_{N-1}$  的方程组, 利用追赶法求解方程组即可得浓度分布.

在低壁面 Zeta 势下, 将求解出的数值解与参考文献 [14] 中的解析解结果对比, 如图 4 所示, 可以看出拟合效果很好, 说明数值解的有效性, 可以推广到求解高壁面 Zeta 势情形.

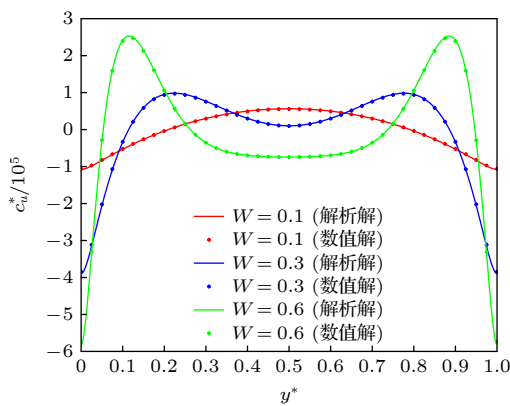


图 4 浓度分布数值解与文献 [14] 解析解对比验证 ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi Sc = 1000, \lambda^* = 70, \Delta x'/h = 1.0, W = 0.1, 0.3, 0.6$ )

Fig. 4. Comparison and validation of the numerical Solution of concentration distribution with the analytical solution in Ref.[14]. ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi, Sc = 1000, \lambda^* = 70, \Delta x'/h = 1.0, W = 0.1, 0.3, 0.6$ ).

### 3.4 时间与空间平均质量输运率

对于方程 (38), 为计算该积分, 采用复化梯形公式进行数值求解. 将区间  $[0, 1]$  进行  $N$  等分, 步长  $h = 1/N$ , 节点坐标为  $y_j^* = jh (j=0, 1, 2, \dots, N)$ . 在每个节点处计算被积函数:

$$f(y_j^*) = \left( \widetilde{c}_u^*(y_j^*) \widetilde{u}_x^*(y_j^*) + \bar{c}_u^*(y_j^*) \bar{u}_x^*(y_j^*) \right), \quad (45)$$

再应用复化梯形公式得:

$$\int_0^1 f(y^*) dy^* \approx \frac{h}{2} \left[ f(y_0^*) + 2 \sum_{j=1}^{N-1} f(y_j^*) + f(y_N^*) \right], \quad (46)$$

将其代入质量输运率表达式 (38), 即质量输运率的数值解:

$$Q_x^* \approx 1 - \frac{1}{4} |\widetilde{Pe}_D|^2 \frac{h}{2} \left[ f(y_0^*) + 2 \sum_{j=1}^{N-1} f(y_j^*) + f(y_N^*) \right]. \quad (47)$$

## 4 结果与分析

本节结果通常以无量纲形式呈现, 以便通过无量纲参数的变化系统讨论对速度分布、浓度分布和质量输运率的影响. 当需要平均或有效质量通量的精确值时, 也会给出有量纲结果. 本研究中用于计算的参数具体数值和条件以及某些物质的传输性质在附录表 A1 和表 A2 中列出.

为了保持对质量传输的类似对流贡献, 在充满电解质缓冲液的给定微通道中, 高频和低频流动振荡都需要固定的潮汐位移或振荡幅度, 即  $\Delta x'$ . 然而, 焦耳热和电动力学不稳定性 (EKI) 的不利影响限制了最大可用施加电场, 因此, 通过方程 (18)—(23), 在潮汐位移固定为常数时, 限制了质量运输的最大可用振荡频率. 类似于文献 [14], Womersley 数通常保持在 0.6 以下, 这对应于  $h = 10 \mu\text{m}$ ,  $\nu \sim 10^{-6} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  和  $\Delta x'/h = 1.0$  时大约 570 Hz 的频率. 在以下结果和讨论中, 尽管可能故意应用超过上述限制的频率以展示某些物理现象的趋势, 但所用频率始终小于 1 MHz.

### 4.1 速度场

由图 5 可以得到: 高壁面 Zeta 势下当  $W$  较小时 ( $W = 0.5$ ), 流动呈现准稳态的“塞状流”特征, 且在通道宽度方向上几乎无相位变化. 这表明振荡周期足够长, 流场能几乎瞬时地响应电场的变化, 黏性力有充分的时间在整个区域内扩散并达到平衡. 在通道中心区域速度分布均匀, 仅在壁面边界层因黏性无滑移条件而急剧衰减至零.

由图 6 可以得到: 高壁面 Zeta 势下当  $W$  逐渐增加到 5 时, 惯性效应开始主导, 速度分布更为复杂, 图像呈现明显的剪切层和局部逆流区且相位滞后较大. 这表明速度场不能及时响应电场的变化, 黏性力没有充分的时间在整个区域内扩散.

由图 7 可以得到: 高壁面 Zeta 势下当  $W$  逐渐增加到 15, 惯性效应主导流动行为, 出现明显的剪切层和多个局部逆流及显著相位滞后的非均匀分布. 振荡周期远短于黏性扩散时间尺度, 这导致速度场无法即时响应电场变化, 产生显著的相位滞后和速度梯度放大.

由图 5—图 7 还可以看出, 壁面 Zeta 势  $\psi$  增大 (从  $\psi = 2$  至  $\psi = 10$ ) 直接增强了双电层内的净电荷密度与电渗驱动力, 从而在任何固定  $W$  下均显著提升速度幅值 (对比图 5(a) 与图 5(c), 图 6(a) 与图 6(c), 图 7(a) 与图 7(c)); 尤其在较高  $W$  下 (如  $W = 15$ ), 高  $\psi$  (如  $\psi = 10$ ) 不仅进一步放大速度幅值, 更通过与惯性效应的耦合加剧了流动的时空非均匀性, 诱发更强烈的速度梯度、涡流及相位滞后. 由图 5—图 7 进一步可得到, 当  $\lambda^* = 20$  (较厚的双电层) 时反离子会扩散至液体中更远的位置,

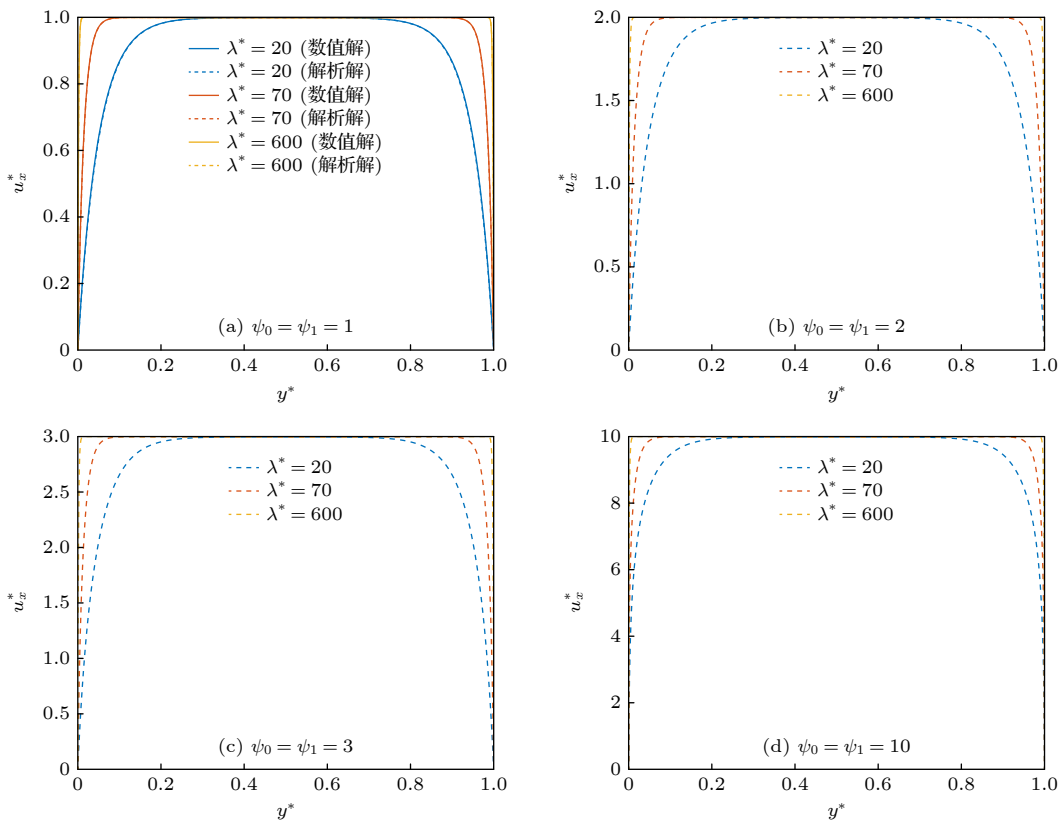


图 5 高 Zeta 势低频率振荡下速度分布 ( $W = 0.5, \lambda^* = 20, 70, 600$ )

Fig. 5. Velocity distribution under high Zeta potential and low-frequency oscillation ( $W = 0.5, \lambda^* = 20, 70, 600$ ).

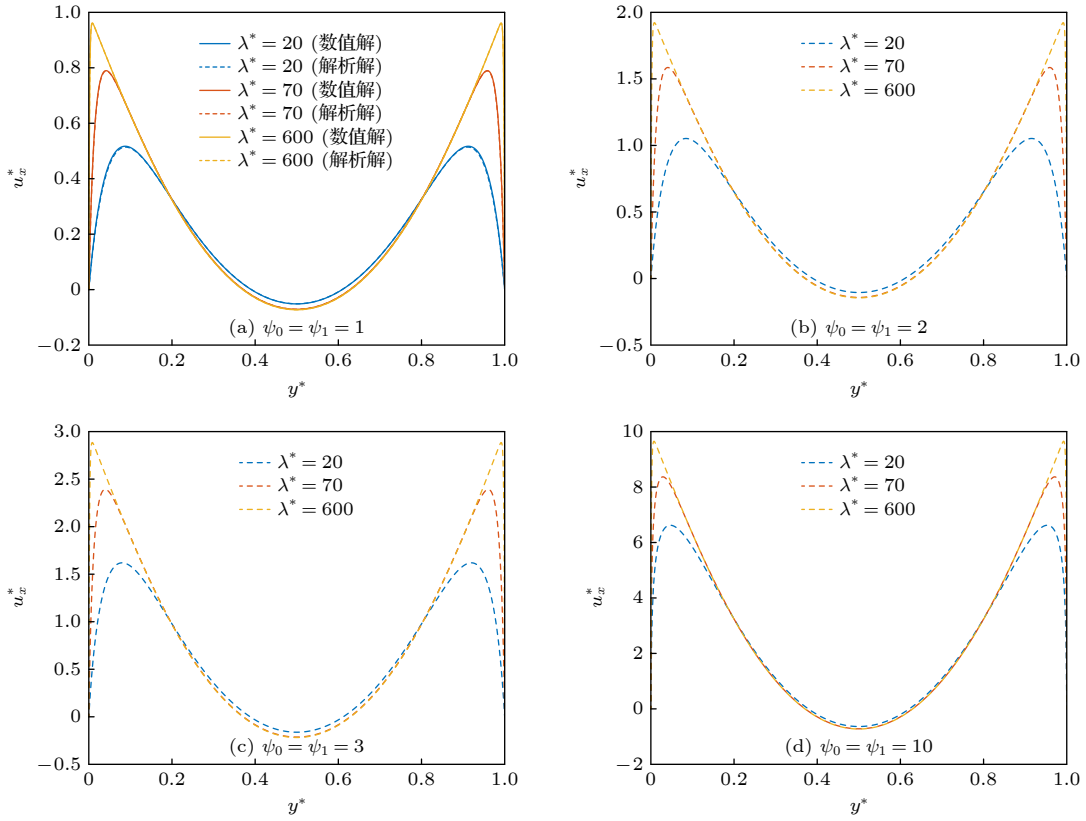


图 6 高 Zeta 势中频率振荡下速度分布 ( $W = 5, \lambda^* = 20, 70, 600$ )

Fig. 6. Velocity distribution under high Zeta potential and medium-frequency oscillation ( $W = 5, \lambda^* = 20, 70, 600$ ).

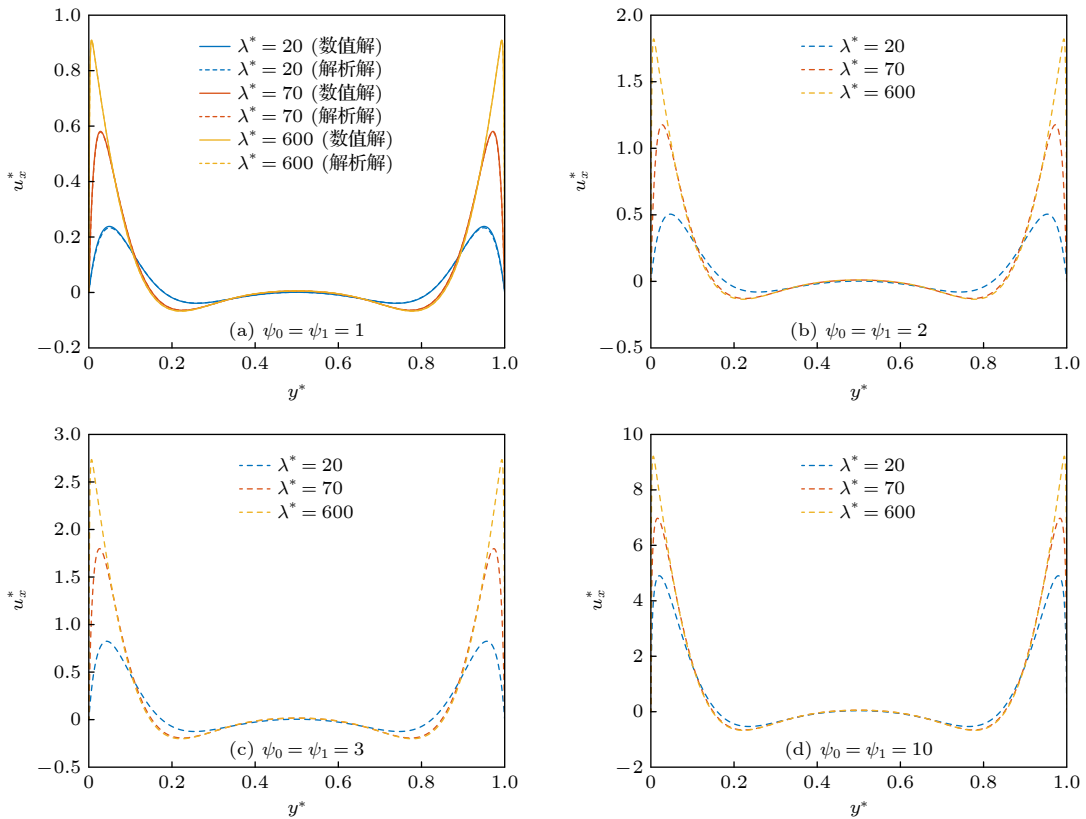


图 7 高 Zeta 势高频振荡下速度分布 ( $W = 15, \lambda^* = 20, 70, 600$ )

Fig. 7. Velocity distribution under high Zeta potential and high-frequency oscillation ( $W = 15, \lambda^* = 20, 70, 600$ ).

在电场力驱动下会有更多流体粒子被反离子拖动, 从而导致无量纲速度分布的峰值减小, 速度边界层随之增厚. 随着  $\lambda^*$  增加到 600 时, 电场力驱动高度集中于壁面附近形成极大的剪切应变.

图 8—图 10 展示了非对称壁面 Zeta 势组合与 Womersley 数对矩形微通道中振荡电渗流速度的协同调控作用, 这些图共同揭示了电渗驱动力与流体惯性在不同频率域内的非线性竞争机制. 通过对比分析  $W = 0.5$ ,  $W = 5$  及  $W = 15$  下三组非对称壁面 Zeta 势条件的速度剖面, 可以看出, 当  $W = 0.5$  时 (图 8), 在非对称壁面 Zeta 势条件下 (如  $\psi_0 = 1, \psi_1 = 2$ ), 速度分布突破了“对称”形态, 表明低频下壁面 Zeta 势差异主要通过幅值调制驱动力的强度, 而破坏了对称性; 随着壁面 Zeta 势差值增大, 边界速度幅值差增大. 当  $W = 5$  时 (图 9), 在非对称壁面 Zeta 势条件下 (如  $\psi_0 = 1, \psi_1 = 3$ ), 流动仍改变了对称形态, 但壁面 Zeta 势差值的增大不仅提升了速度幅值, 还轻微增强了剪切效应. 当  $W = 15$  时 (图 10), 在非对称壁面 Zeta 势条件下 (如  $\psi_0 = 1, \psi_1 = 3$ ), 壁面 Zeta 势的差值不仅放大速度幅值, 还通过与惯性效应的耦合诱发强烈的不稳定性, 剪切层增厚、逆向流区扩展且

速度分布的对称性被破坏, 凸显了电渗力与惯性力的非线性相互作用.

### 4.2 浓度场

图 11 展示了在高壁面 Zeta 势条件下, 不同 Womersley 数 ( $W = 0.1, 0.3$  和  $0.6$ ) 对应的浓度分布  $c_u^*(y^*t^*)$ , 其中  $Sc = 1000, \lambda^* = 70, \Delta x'/h = 1.0$  且  $t\omega = (2n + 0.5)\pi$ . 如图 11 所示, 在此频率范围内, 浓度分布表现出明显的对称特征, 浓度梯度在通道中心区域趋近于零, 而显著的浓度梯度高度集中于近壁区域. 这一现象的根本原因在于壁面无滑移边界条件的约束, 流体速度在壁面处为零, 显著减弱了对流输运效应, 使得溶质输运主要依赖横向扩散机制维持, 从而在壁面附近形成强烈的浓度梯度. 浓度场的分布直接反映了对流-扩散过程的平衡状态, 对微流控系统物质输运效率具有决定性影响. 在对称高壁面 Zeta 势 ( $\psi_0 = \psi_1$ ) 条件下, 随着壁面 Zeta 势的提高, 平均浓度分布幅值下降, 原因在于速度  $u_x^*$  幅值增加, 但  $U_{HS}$  和  $Pe_D$  减小更多; 而  $Pe_D$  减小表示扩散效应相对增强, 对流效应减弱, 这导致浓度方程中的驱动项变小, 从而降低浓度幅值.

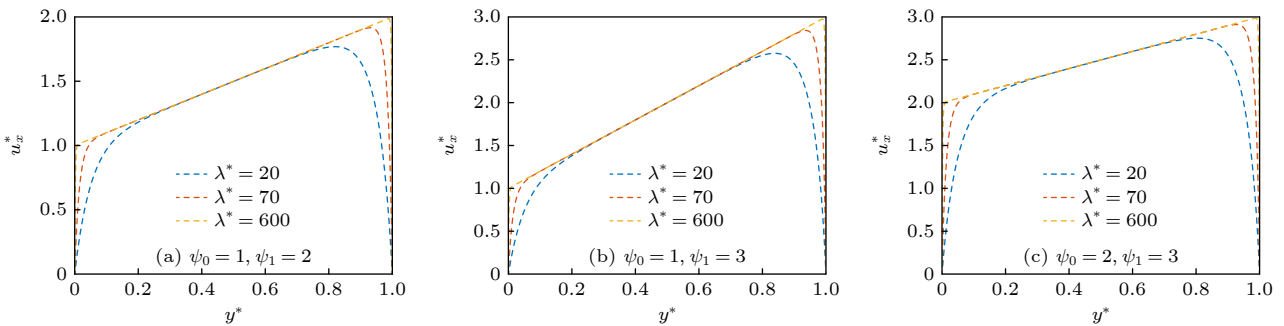


图 8 非对称 Zeta 势低频率振荡下速度分布 ( $W = 0.5, \lambda^* = 20, 70, 600$ )

Fig. 8. Velocity distribution under low-frequency oscillation of asymmetric Zeta potential ( $W = 0.5, \lambda^* = 20, 70, 600$ ).

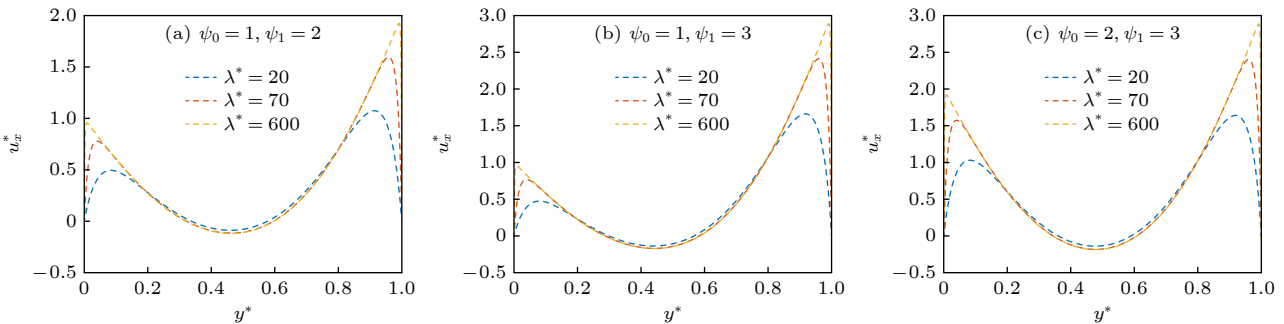


图 9 非对称 Zeta 势中频率振荡下速度分布 ( $W = 5, \lambda^* = 20, 70, 600$ )

Fig. 9. Velocity distribution under medium-frequency oscillation of asymmetric Zeta potential ( $W = 5, \lambda^* = 20, 70, 600$ ).

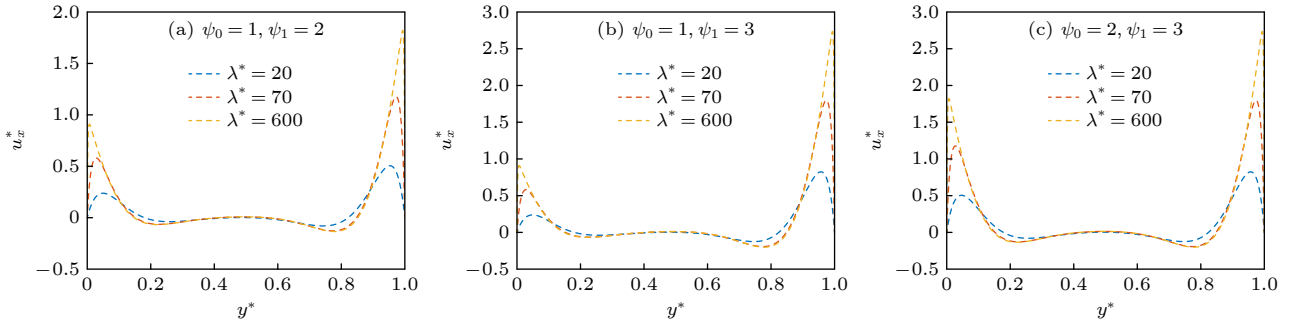


图 10 非对称 Zeta 势高频振荡下速度分布 ( $W = 15, \lambda^* = 20, 70, 600$ )

Fig. 10. Velocity distribution under high-frequency oscillation of asymmetric Zeta potential ( $W = 15, \lambda^* = 20, 70, 600$ ).

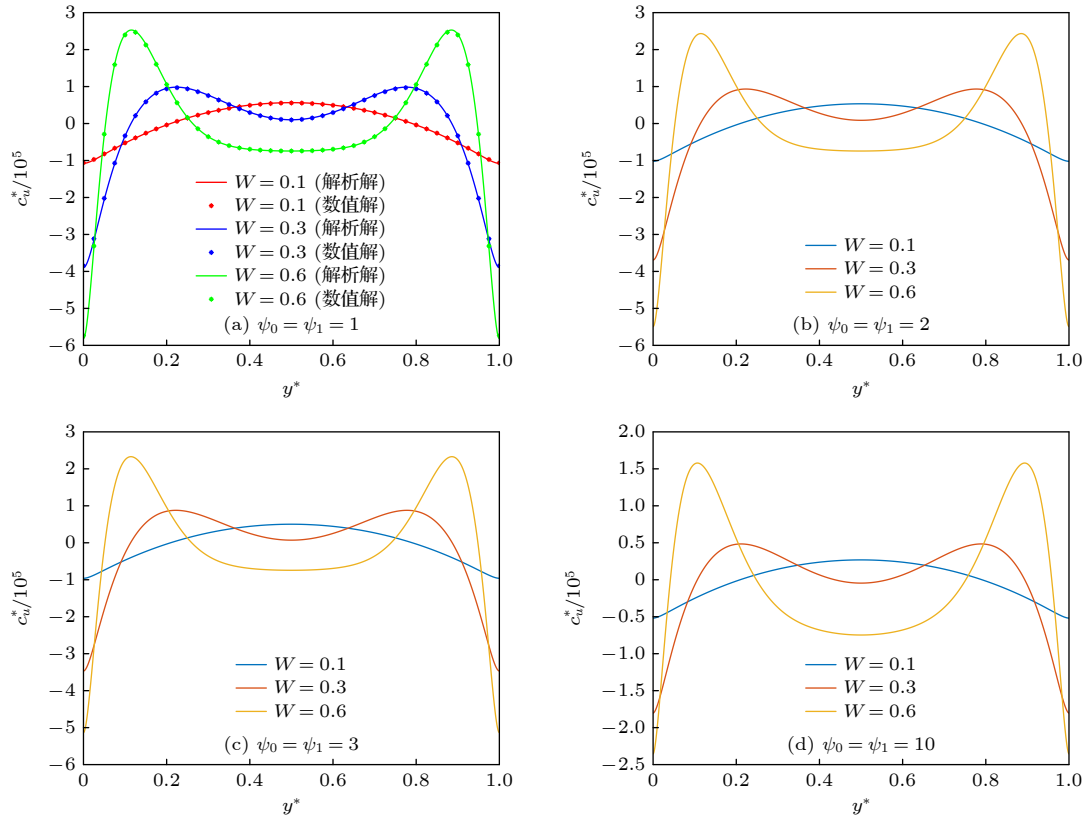


图 11 对称 Zeta 势下浓度分布 ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi, Sc = 1000, \lambda^* = 70, \Delta x'/h = 1.0, W = 0.1, 0.3, 0.6$ )

Fig. 11. Concentration distribution under symmetric Zeta potential ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi, Sc = 1000, \lambda^* = 70, \Delta x'/h = 1.0, W = 0.1, 0.3, 0.6$ ).

如图 12 所示, 在非对称壁面 Zeta 势 ( $\psi_0 \neq \psi_1$ ) 条件下, 浓度分布呈现出显著的空间不对称性, 具体表现为高壁面 Zeta 势附近浓度梯度陡峭, 而低壁面 Zeta 势附近梯度相对平缓. 这种不对称性源于非对称电渗驱动力诱导的速度场的非均匀性: 高壁面 Zeta 势产生更强的电渗滑移速度, 导致其附近流体速度从壁面零值迅速增长, 形成高剪切应变区; 低壁面 Zeta 势则驱动力较弱, 速度梯度较缓, 浓度场作为对流-扩散平衡的结果, 对此响应显著. 在高壁面 Zeta 势区域, 强对流剪切试图快速带走

溶质, 但壁面非渗透边界条件要求扩散作用持续补充溶质, 从而产生极陡的浓度梯度; 在低壁面 Zeta 势区域, 相对高壁面 Zeta 势下浓度变化较为缓慢.

图 13 和图 14 研究了  $\lambda^*$  的变化对浓度分布的影响. 由图 13 可以看出, 当  $\lambda^*$  较大时, 电渗驱动力分布相对分散, 使得通道内浓度分布较为平缓, 中心区域浓度梯度趋近于零, 显著浓度梯度主要集中于近壁区域; 随着  $\lambda^*$  减小, 双电层变薄, 电渗力作用范围收缩至壁面极窄区域, 剪切应变增强, 导致近壁处浓度梯度急剧增大. 如图 14 所示, 在非对

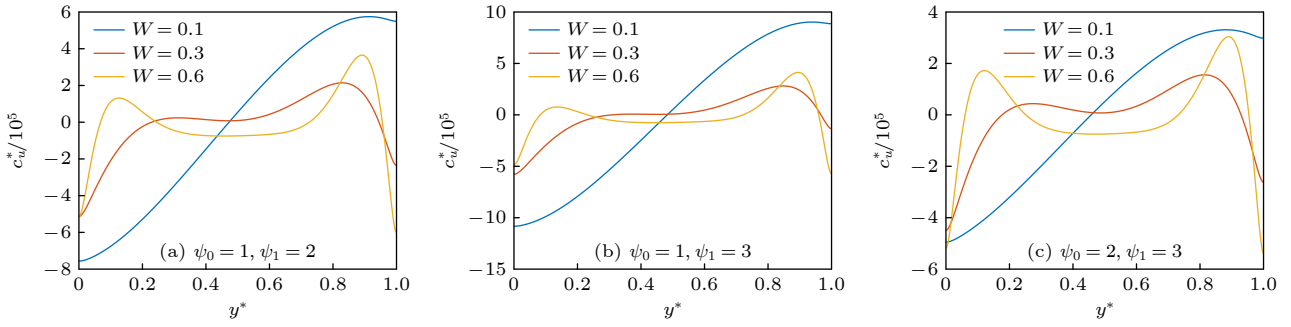


图 12 非对称 Zeta 势下浓度分布 ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\lambda^* = 70$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $W = 0.3$ )

Fig. 12. Concentration distribution under asymmetric Zeta potential ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\lambda^* = 70$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $W = 0.3$ ).

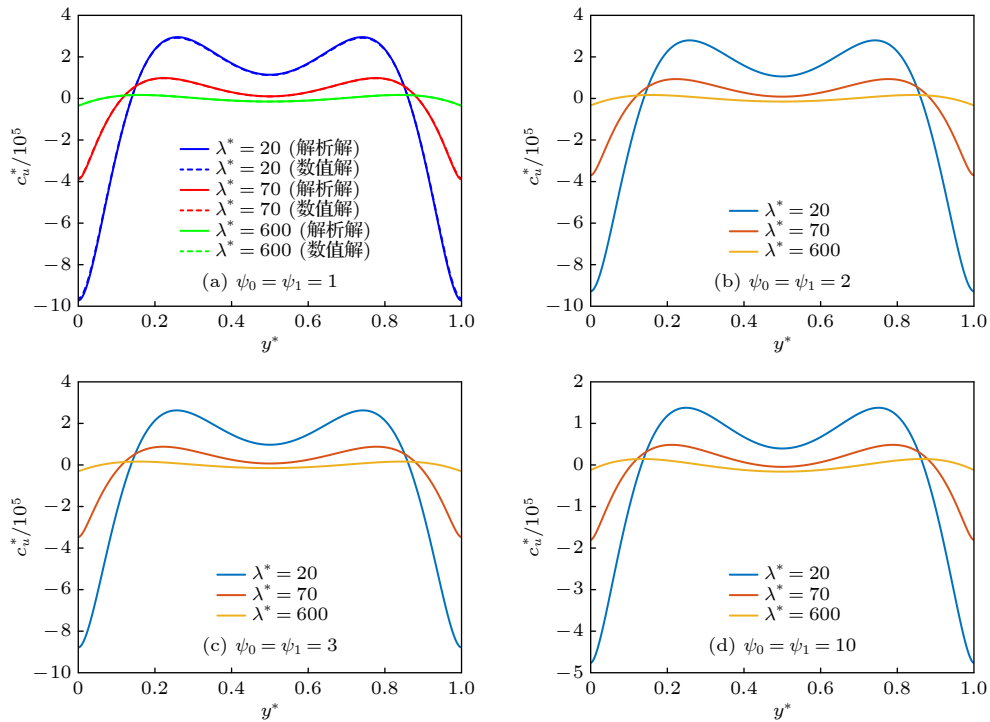


图 13 对称高 Zeta 势下不同  $\lambda^*$  的浓度分布 ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $\lambda^* = 20, 70, 600$ ,  $W = 0.3$ )

Fig. 13. Concentration distributions for different  $\lambda^*$  under symmetric high Zeta potential ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $\lambda^* = 20, 70, 600$ ,  $W = 0.3$ ).

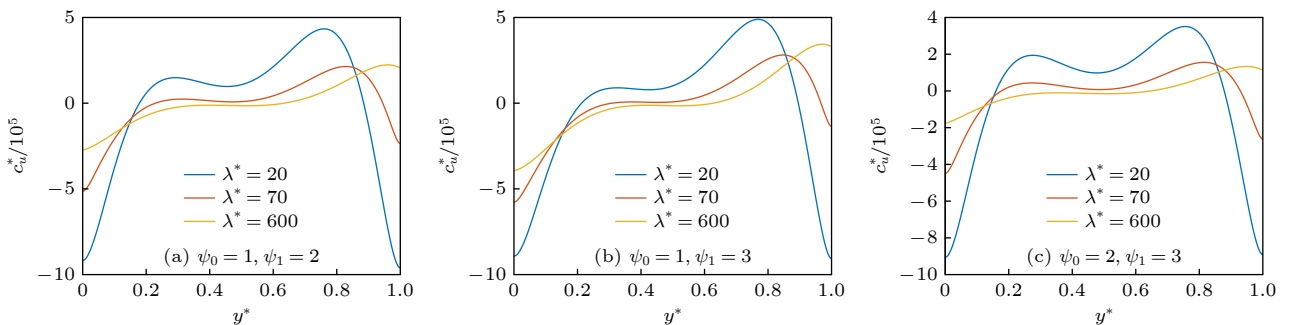


图 14 非对称 Zeta 势下不同  $\lambda^*$  的浓度分布 ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $\lambda^* = 20, 70, 600$ ,  $W = 0.3$ )

Fig. 14. Concentration distributions for different  $\lambda^*$  under asymmetric Zeta potential ( $t\omega = (2n + 0.5)\pi$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $\lambda^* = 20, 70, 600$ ,  $W = 0.3$ ).

称壁面 Zeta 势条件下, 浓度分布呈现明显空间不对称性,  $\lambda^*$  减小会进一步放大该不对称特征: 高壁面 Zeta 势侧梯度陡峭、形成峰值, 而低壁面 Zeta 势侧梯度变化相对平缓. Debye 长度  $\lambda^*$  作为双电层厚度的度量, 其减小本质是电渗驱动力空间集中化的过程. 无论壁面 Zeta 势对称与否,  $\lambda^*$  减小均导致电渗力作用范围缩小至壁面区域, 浓度梯度增大和传质效率提升. 这种效应与 Womersley 数、Schmidt 数等参数耦合, 共同决定微通道内质量输运特性.

### 4.3 时间与空间平均质量输运率

图 15 展示了对称壁面 Zeta 势,  $\lambda^* = 70$ ,  $Sc = 1000$  以及  $\Delta x'/h = 1.0, 1.5$  和  $2.0$  条件下, 无量纲平均质量输运率  $Q_x^*$  随  $W$  的变化. 由图 15 可以看出, 在固定的  $W$  值下, 质量输运率随着潮汐位移的增大而增加. 这是因为较大的潮汐位移放大了浓度场中的局部瞬对流和分散效应, 最终在固定操作频率下, 与潮汐位移较小的情况相比, 增强了质量输运率. 对于固定的潮汐位移, 质量输运率随着无量纲频率  $W$  的增加而增加, 这是因为增加  $W$  必

然需要等效放大特征滑移速度, 以保持恒定的潮汐位移; 同时, 随着  $W$  的增大, 壁边界附近的浓度分布变得更加不均匀, 从而由于壁边界附近更陡的浓度梯度而加强了局部分散效应. 从图 15 还可以看出, 在对称高壁面 Zeta 势条件下, 浓度和速度协同造成有效质量输运率随壁面 Zeta 势升高而下降 (与低壁面 Zeta 势相比). 这是因为壁面 Zeta 势升高 (从  $\psi = 2$  增至  $\psi = 10$ ) 增强了双电层内的净电荷密度, 从而增大了电渗速度幅值, 但为维持固定的潮汐位移, 外加电场  $E_x$  需相应调整, Peclet 数  $Pe_D$  减小, 对流效应减弱, 进而降低了浓度场  $c_u^*$  的幅值.

图 16 分析了不对称壁面 Zeta 势下, 通过调制电渗驱动力, 引入空间非对称性, 高壁面 Zeta 势侧产生更强的电渗滑移速度, 速度场的不均匀性导致了浓度场的不均匀性, 浓度梯度的空间不均匀性变强, 通过 Taylor-Aris 色散机制增强轴向传质效率. 图 16 还可以看出, 在固定潮汐位移下, 质量输运率随  $W$  增加而缓慢上升, 且壁面 Zeta 势差值越大, 质量输运率提升越显著, 尤其是在低频振荡下会出现短暂的快速提升. 原因在于低频振荡下,

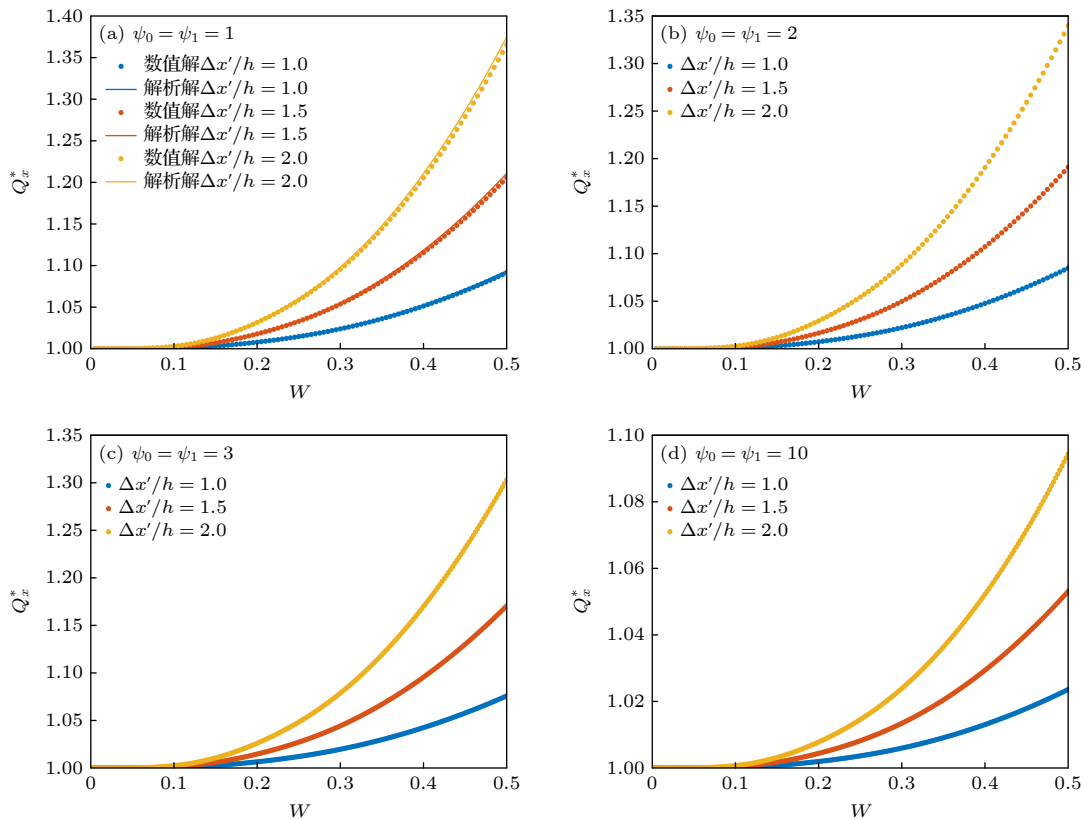


图 15 对称高 Zeta 势下质量输运率变化 ( $\lambda^* = 70$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0, 1.5, 2.0$ )

Fig. 15. Variation of mass transfer rate under symmetric high Zeta potential ( $\lambda^* = 70$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0, 1.5, 2.0$ ).

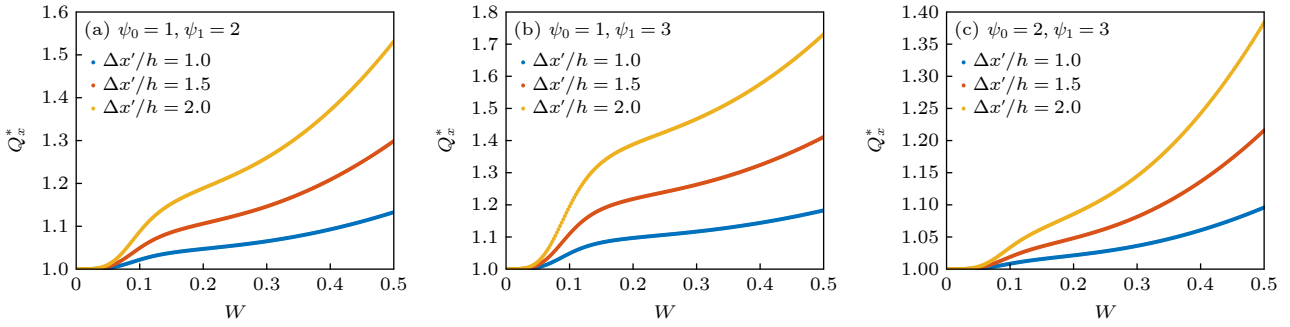


图 16 非对称 Zeta 势下质量输运率变化 ( $\lambda^* = 70$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0, 1.5, 2.0$ )

Fig. 16. Variation of mass transfer rate under asymmetric Zeta potential ( $\lambda^* = 70$ ,  $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0, 1.5, 2.0$ ).

不对称的速度场和浓度场提供了更强的横向梯度, 增强了横向扩散效应. 同时, 非对称壁面 Zeta 势通过局部强化电渗滑移, 使  $Pe_D$  在低频区仍保持较高值, 从而放大对流贡献, 最终提升了质量输运率.

图 17 展示了在  $\Delta x'/h = 1.0$  条件下,  $\lambda^* = 20$ , 70 和 600 时的无量纲平均质量输运率  $Q_x^*$ . 该图的结果表明, 对于固定的  $W$  值, Debye 长度较大 ( $\lambda^*$  较小) 的流动系统中的质量输运率更大, 这是由于横向方向上更强的分散效应, 该效应源于浓度分布的不均匀性.

如图 18 所示, 在非对称壁面 Zeta 势下, 当  $W$  变化时, 可能会出现 Debye 长度大但平均质量输运率仍然增强的现象. 因此, 当  $\lambda^*$  值和频率变化时, 无量纲质量输运率  $Q_x^*$  随  $W$  变化中可能出现交叉现象.

如图 19 所示, 将低壁面 Zeta 势下求解出的数值解与参考文献 [14] 中的解析解结果对比, 可以看出拟合效果很好, 说明数值解的有效性, 可以推广到求解高壁面 Zeta 势情形. 同时图中表明振荡电渗流更有利于 Schmidt 数较大的物质的质量传输率的提升, 且在  $\lambda^*$  值较小时更为明显.

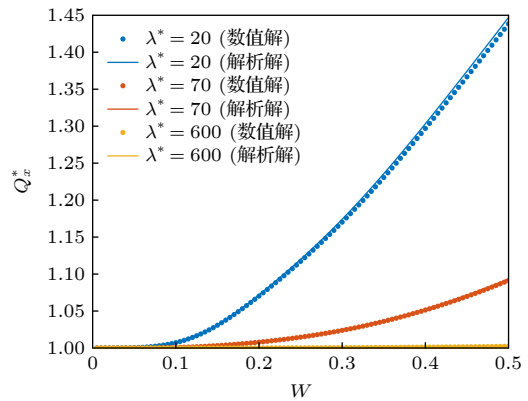


图 17 对称 Zeta 势下不同  $\lambda^*$  的质量输运率变化 ( $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $\lambda^* = 20, 70, 600$ ,  $\psi_0 = \psi_1 = 1$ )

Fig. 17. Variation of mass transfer rate for different  $\lambda^*$  under symmetric Zeta potential ( $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $\lambda^* = 20, 70, 600$ ,  $\psi_0 = \psi_1 = 1$ ).

图 20—图 22 展示了非对称壁面 Zeta 势下  $Q_x^*$  随参数  $W$  变化的情况, 其中 Schmidt 数 ( $Sc$ ) 分别为 100, 500, 1000, 1500 和 2000 (对应水中质量扩散率从  $10^{-8}$  到  $5 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , 且  $\nu \approx 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ); 图 20 对应  $\lambda^* = 20$ , 图 21 对应  $\lambda^* = 70$ , 图 22 对应  $\lambda^* = 600$ , 所有图中  $\Delta x'/h = 1.0$ . 结果表明,

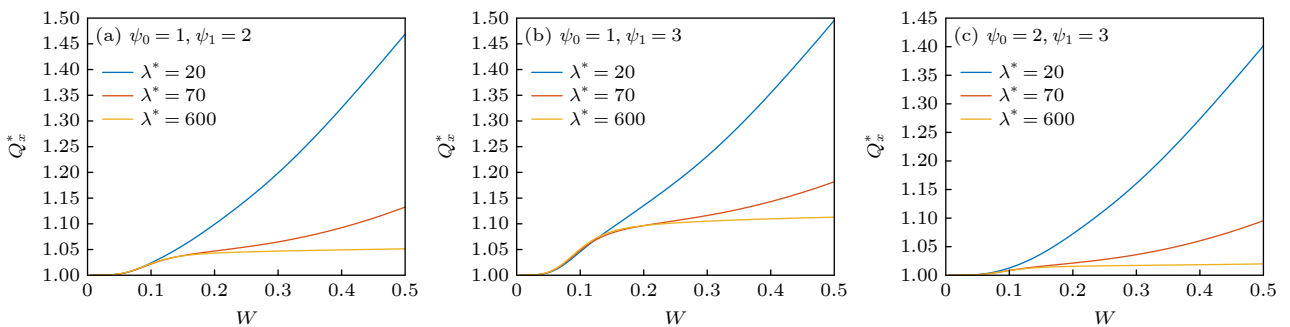


图 18 非对称 Zeta 势下不同  $\lambda^*$  的质量输运率变化 ( $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $\lambda^* = 20, 70, 600$ )

Fig. 18. Variation of mass transfer rate for different  $\lambda^*$  under asymmetric Zeta potential ( $Sc = 1000$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $\lambda^* = 20, 70, 600$ ).

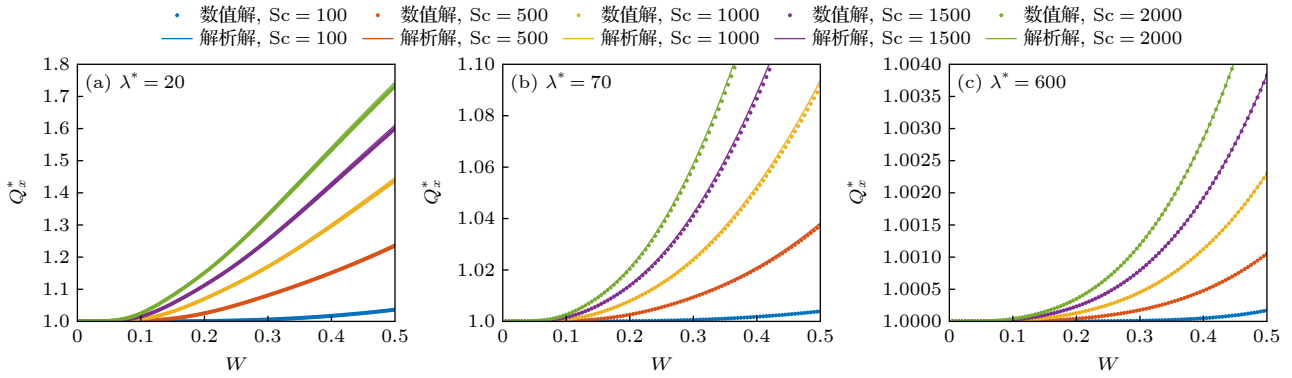


图 19 对称 Zeta 势下不同 Schmidt 数的质量输运率变化 ( $\psi_0 = 1, \psi_1 = 1, \Delta x'/h = 1.0, Sc = 100, 500, 1000, 1500, 2000$ )

Fig. 19. Variation of mass transfer rate with different Schmidt numbers under asymmetric Zeta potential ( $\psi_0 = 1, \psi_1 = 1, \Delta x'/h = 1.0, Sc = 100, 500, 1000, 1500, 2000$ ).

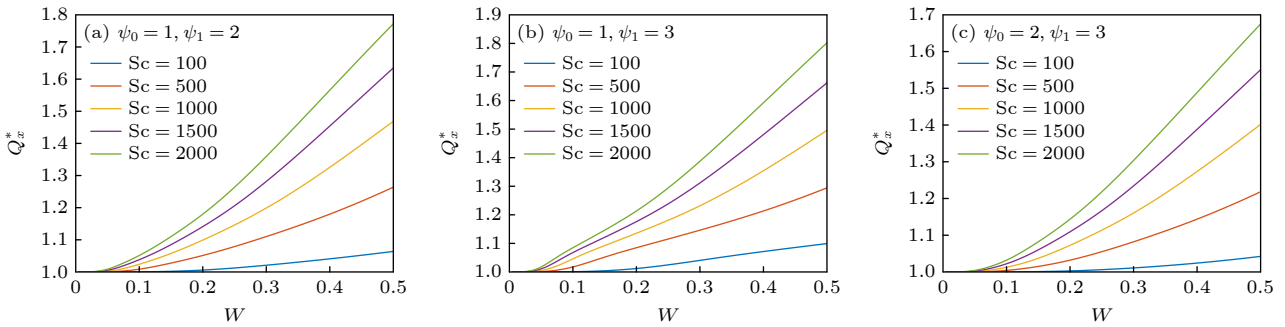


图 20 非对称 Zeta 势下不同 Schmidt 数的质量输运率变化 ( $\lambda^* = 20, \Delta x'/h = 1.0, Sc = 100, 500, 1000, 1500, 2000$ )

Fig. 20. Variation of mass transfer rate with different Schmidt numbers under asymmetric Zeta potential ( $\lambda^* = 20, \Delta x'/h = 1.0, Sc = 100, 500, 1000, 1500, 2000$ ).

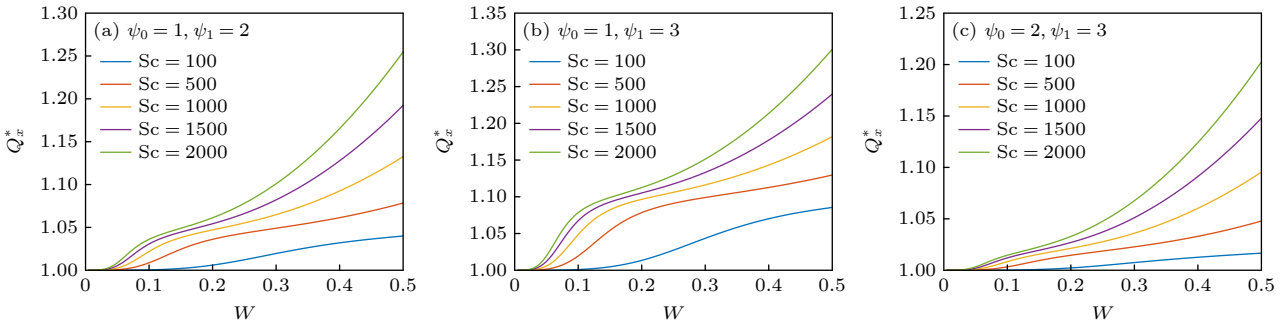


图 21 非对称 Zeta 势下不同 Schmidt 数的质量输运率变化 ( $\lambda^* = 70, \Delta x'/h = 1.0, Sc = 100, 500, 1000, 1500, 2000$ )

Fig. 21. Variation of mass transfer rate with different Schmidt numbers contents under asymmetric Zeta potential ( $\lambda^* = 70, \Delta x'/h = 1.0, Sc = 100, 500, 1000, 1500, 2000$ ).

振荡电渗流总是更有利于增强具有较大 Schmidt 数或较小扩散系数的物质的质量输运速率, 并且这种现象随着  $\lambda^*$  值的减小而越发明显. 这是因为, Schmidt 数反映了物质输运中扩散与对流效应的相对重要性. 当 Schmidt 数较大 (如  $Sc = 2000$ , 扩散系数小) 时, 质量输运更依赖对流机制, 振荡电渗流的横向速度梯度能有效增强轴向传质, 使得

$Q_x^*$  随  $W$  增加而显著提升, 尤其在低  $\lambda^*$  条件下 (如  $\lambda^* = 20$ ) 效果更明显. 例如, 在图 21 中, 高 Schmidt 数曲线位于上方, 表明小扩散物质的输运率更高; 相反, 低 Schmidt 数对应大扩散系数, 扩散效应主导,  $Q_x^*$  增长缓慢. 此外, Schmidt 数与  $\lambda^*$  耦合作用显著: 当  $\lambda^*$  减小时, 高 Schmidt 数的  $Q_x^*$  提升幅度更大, 因为  $\lambda^*$  减小放大了高 Schmidt 数物质的横

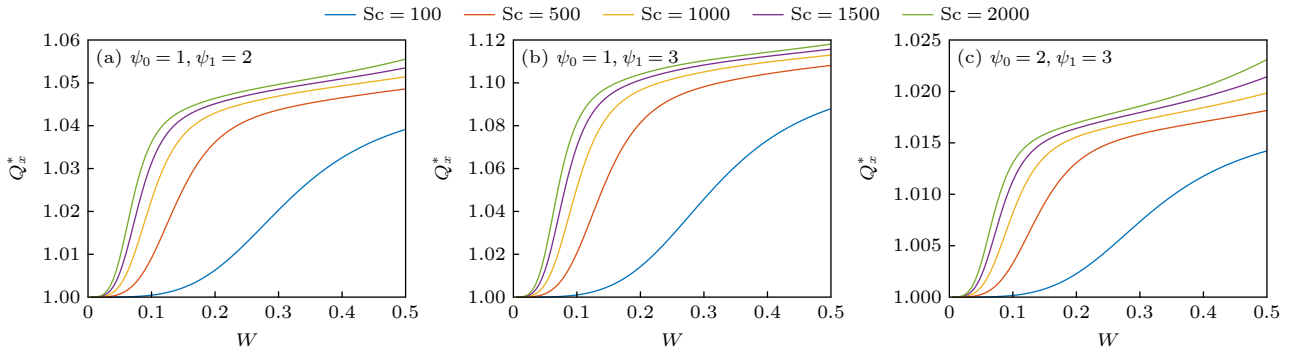


图 22 非对称 Zeta 势下不同 Schmidt 数的质量输运率变化 ( $\lambda^* = 600$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $Sc = 100, 500, 1000, 1500, 2000$ )

Fig. 22. Variation of mass transfer rate with different Schmidt numbers contents under asymmetric Zeta potential ( $\lambda^* = 600$ ,  $\Delta x'/h = 1.0$ ,  $Sc = 100, 500, 1000, 1500, 2000$ ).

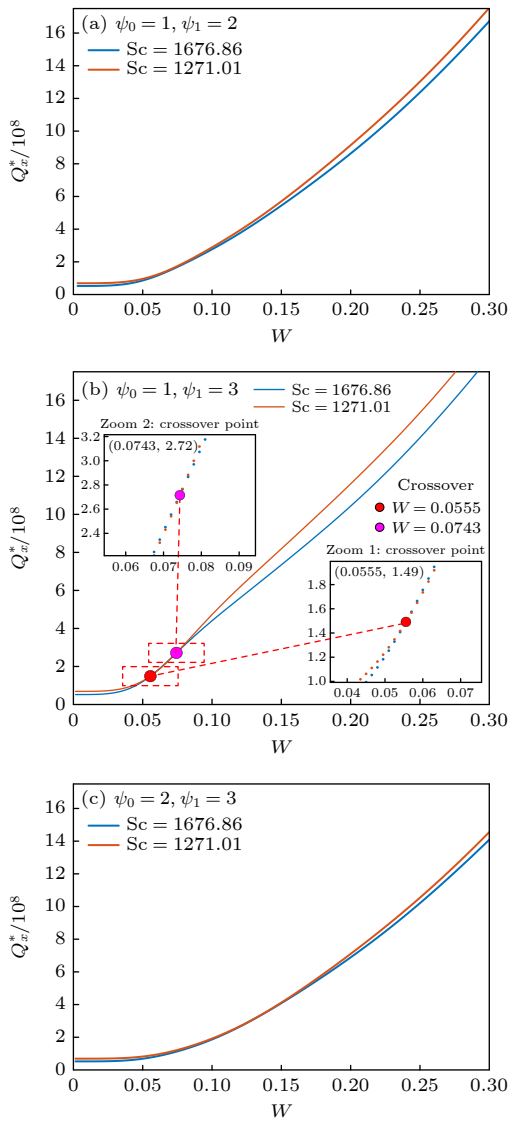


图 23 非对称 Zeta 势葡萄糖与蔗糖质量输运率交叉现象 ( $\lambda^* = 20, \Delta x'/h = 10.0$ )

Fig. 23. Cross phenomenon of mass transfer rates between glucose and sucrose under asymmetric Zeta potential ( $\lambda^* = 20, \Delta x'/h = 10.0$ ).

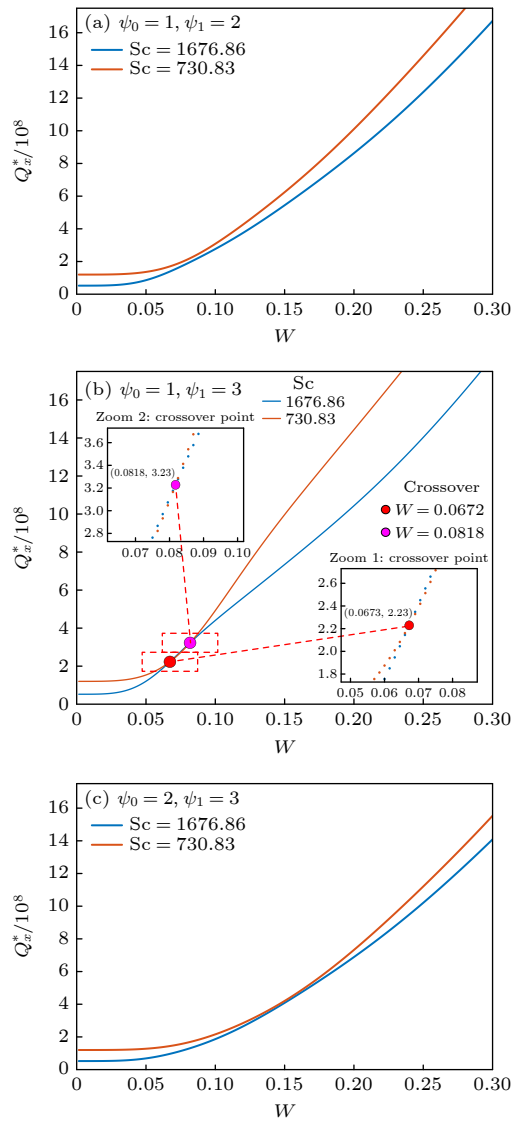


图 24 非对称 Zeta 势乙醇与蔗糖质量输运率交叉现象 ( $\lambda^* = 20, \Delta x'/h = 10.0$ )

Fig. 24. Cross phenomenon of mass transfer rates between ethanol and sucrose under asymmetric Zeta potential ( $\lambda^* = 20, \Delta x'/h = 10.0$ ).

向浓度梯度, 进而强化了 Taylor 分散效应, 而高 Schmidt 数物质的浓度边界层更薄、对剪切更敏感, 其质量输运率的提升幅度显著高于低 Schmidt 数物质. 同时,  $Q_x^*$  随  $W$  变化可能出现交叉现象, 这为物质分离提供了可能: 通过调节  $W$ , 可实现不同扩散性物质的选择性输运. 总体而言, 高 Schmidt 数物质更易从振荡电渗流中受益, 但需平衡频率参数以最大化传质效率.

交叉现象的示例如图 23(葡萄糖和蔗糖) 和图 24 所示(乙醇和蔗糖), 两者均设定非对称壁面 Zeta 势下  $\lambda^* = 20$  和  $\Delta x'/h = 10.0$ , 在壁面 Zeta 势  $\psi_0 = 1, \psi_1 = 3$  时, 图 23(b) 和图 24(b) 标识了第一和第二交叉点. 注意, 当振荡频率变高时, 存在第二个交叉点. 当第二个交叉点存在时, 在高的  $W$  值下, 振荡电渗流有效地增强了具有较高扩散率的物质的质量输运率. 由于第一和第二交叉点被标识出来, 对于落在第二交叉点之后区域的流动情况, 高扩散率的质量输运率更高, 比低扩散率的物质更快地被输送. 在这种流动条件下, 振荡电渗流可用作物质分离的第一步. 然而, 在某些情况下, 需要将扩散性较低的物质与扩散性较高的物质分离, 并输送到环境更合适的第二个容器中; 因此, 落在第一和第二交叉点之间的流动情况更值得研究. 总之, 通过适当选择壁面 Zeta 势、Debye 长度、振荡频率和潮汐位移, 振荡电渗流可能成为物质第一步分离的候选方法.

## 5 结 论

本文研究了高壁面 Zeta 势下矩形微通道中周期振荡电渗流的流动特性、物质浓度分布及质量输运规律. 基于有限差分法, 数值求解了双电层电势、速度场和浓度场的控制方程, 分析了相关参数对流体流动特性及物质输运与分离特性的影响, 为微流控设备的优化提供了理论依据. 本文主要结论如下.

1) 速度分布的核心物理机制源于 Womersley 数调控的惯性-黏性竞争: 当  $W$  较小时, 流动呈现准稳态塞状流, 速度在通道中心区域均匀分布, 仅壁面边界层因黏性无滑移条件而衰减, 这反映了低频下电渗驱动力可瞬时平衡黏性阻力; 随着  $W$  增大, 惯性效应主导流动行为, 导致速度分布出现相位滞后、剪切层及局部逆流区, 凸显了高频下流体

动量无法及时扩散的惯性效应. 同时, 壁面 Zeta 势的升高增强了双电层内的净电荷密度, 从而提升电渗速度幅值, 但为维持固定潮汐位移, Peclet 数减小, 对流效应相对减弱.

2) 浓度场揭示了物质输运的对流-扩散平衡机制: 浓度梯度高度集中于近壁区域, 中心区域浓度梯度趋近于零, 这源于壁面无滑移边界条件对对流输运的抑制. 在壁面 Zeta 势不对称条件下, 浓度分布呈现空间非对称性, 高壁面 Zeta 势侧浓度梯度更陡峭, 低壁面 Zeta 势侧浓度梯度相对平缓. 这种空间非对称性通过 Taylor-Aris 色散机制增强了轴向传质效率, 尤其在壁面 Zeta 势差值较大和  $W$  值较低时更为明显, 为物质分离提供了基础.

3) 平均质量输运率的量化结果显示, 输运率随 Womersley 数增加而提升, 且受 Schmidt 数、壁面 Zeta 势和 Debye 长度的显著影响. Schmidt 数较大的物质(扩散系数小)输运率更高, 因为振荡电渗流的横向速度梯度能有效增强对流贡献; 对称高壁面 Zeta 势为维持潮汐位移恒定, 抑制了对流效应从而降低了输运率. 但非对称壁面 Zeta 势增强了浓度场的横向梯度, 扩散效应随之增强, 从而增强质量输运率;  $\lambda$  减小(双电层变薄)会强化剪切应变, 进一步提升输运率. 参数优化可显著增强质量输运率, 但需平衡各参数以最大化传质效果. 此外, Schmidt 数与 Womersley 数的协同: 高 Schmidt 数物质更依赖对流, 振荡电渗流的速度梯度增强 Taylor 分散, 而低 Schmidt 数物质以扩散为主; 这种差异导致输运率曲线出现交叉现象. 例如, 在特定频率下, 不同扩散性物质(如葡萄糖与蔗糖、乙醇与蔗糖)的输运率曲线相交, 这为基于频率的物质分离提供了新途径.

总之, 本文揭示了在高壁面 Zeta 势下周期振荡电渗流与物质输运的非线性耦合机制, 分析了壁面 Zeta 势非对称性对流动结构和分离效果的调控作用, 特别是交叉现象为高效物质分离设计了新策略. 该模型及结论主要适用于壁面 Zeta 势高于 25 mV 的牛顿流体在二维微通道内的周期振荡电渗流动, 其中流动与传质过程由电渗驱动力、黏性及扩散作用主导. 未来工作可进一步探索多物理场耦合(如磁场、温度场)的影响, 并扩展至非牛顿流体或复杂微通道几何形状, 以提升模型的实用性和普适性.

附录

表 A1 专业术语表

Table A1. Professional glossary.

| 物理量                                              | 符号          |
|--------------------------------------------------|-------------|
| 物质浓度场/mol·m <sup>-3</sup>                        | $c$         |
| 浓度场的对流部分/mol·m <sup>-3</sup>                     | $c_u$       |
| 无量纲浓度场的对流部分                                      | $c_u^*$     |
| 扩散Peclet数                                        | $Pe_D$      |
| 时间与空间平均质量传递/mol·m <sup>-2</sup> ·s <sup>-1</sup> | $Q_x$       |
| 无量纲时空平均质量传递                                      | $Q_x^*$     |
| Schmidt数                                         | $Sc$        |
| $x$ 速度分量/m·s <sup>-1</sup>                       | $u_x$       |
| 无量纲 $x$ 速度分量                                     | $u_x^*$     |
| 亥姆霍兹-斯莫洛霍夫斯基(滑移)速度/m·s <sup>-1</sup>             | $U_{HS}$    |
| Womersley数                                       | $W$         |
| (平均)峰-峰值振荡幅度/m                                   | $\Delta x'$ |
| 拉格朗日位移/m                                         | $\alpha$    |
| 潮汐位移/m                                           | $\beta$     |
| Debye长度/m                                        | $\lambda_D$ |
| 微通道宽度与Debye长度之比                                  | $\lambda^*$ |
| 电双层电势引起的电荷密度/C·m <sup>-3</sup>                   | $\rho_e$    |
| 振荡周期/s                                           | $\tau$      |
| 振荡角频率/rad·s <sup>-1</sup>                        | $\omega$    |
| 电双层电势/V                                          | $\psi$      |
| 无量纲电双层电势                                         | $\psi^*$    |

表 A2 参数表

Table A2. Parameter table.

| 参数名称                    | 符号              | 数值                     | 单位                                   |
|-------------------------|-----------------|------------------------|--------------------------------------|
| 宽高比                     | $A$             | $1.00 \times 10^{-3}$  | —                                    |
| 通道长度                    | $L$             | $1.000 \times 10^{-2}$ | m                                    |
| 通道宽度                    | $h$             | $1.00 \times 10^{-5}$  | m                                    |
| 浓度梯度                    | $(c_1 - c_2)/L$ | 10.0                   | mol·m <sup>-4</sup>                  |
| 载流子动态黏度(水) <sup>a</sup> | $\mu$           | $8.74 \times 10^{-4}$  | Ns·m <sup>-2</sup>                   |
| 法拉第常数 <sup>a</sup>      | $F$             | $9.65 \times 10^4$     | C·mol <sup>-1</sup>                  |
| 载流子运动黏度(水) <sup>a</sup> | $\nu$           | $0.877 \times 10^{-6}$ | m <sup>2</sup> ·s <sup>-1</sup>      |
| 介电常数(水) <sup>b</sup>    | $\epsilon$      | $6.99 \times 10^{-10}$ | F·m <sup>-1</sup>                    |
| 温度                      | $T$             | 298                    | K                                    |
| 通用气体常数                  | $R$             | 8.314                  | J·K <sup>-1</sup> ·mol <sup>-1</sup> |
| 电解质价态                   | $z$             | $\pm 1$                | —                                    |

参考文献

[1] Song Y Q, Yin J N, Huang W E, Li B, Yin H 2024 *TrAC*,

*Trends Anal. Chem.* **170** 117444

[2] Arduino I, Di Fonte R, Sommonte F, Lopedota A A, Porcelli L, Li J, Serrati S, Bártolo R, Santos H A, Iacobazzi R M, Azzariti A, Denora N 2024 *Int. J. Nanomed.* **19** 13217

[3] Liu L B, Jiang Z, Shen X X, He Y 2024 *Food & Machinery* **40** 9 (in Chinese) [刘林波, 蒋卓, 申旋旋, 何叶 2024 *食品与机械* **40** 9]

[4] Khan M B, Sasnal C 2023 *Eur. J. Mech. B. Fluids* **97** 173

[5] Vasu N, De S 2010 *Colloids Surf., A* **368** 44

[6] Zhou J, Tao Y, Liu W Y, Sun T, Wu F Y, Shi C R, Ren Y K 2024 *Nano Energy* **127** 109736

[7] De Silva M, Opallage P M, Dunn R C 2024 *Electrophoresis* **45** 1764

[8] Xuan X, Li D 2005 *J. Colloid Interface Sci.* **289** 291

[9] Dwivedi S, Chaube M K 2025 *Physics of Fluids* **37** 081912

[10] Taylor G I 1953 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **219** 186

[11] Aris R 1956 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **235** 67

[12] Thomas A M, Narayanan R 2001 *Phys. Fluids* **13** 859

[13] Watson E J 1983 *Int. J. Fluid Mech. Res.* **133** 233

[14] Huang H F, Lai C L 2006 *Proc. R. Soc. A* **462** 2017

[15] Paul S, Ng C O 2012 *Microfluid. Nanofluid.* **12** 237

[16] Elsaid E M, Hussein S A, Eldabe N T M, Algaatheem A M, Lotfy K, Eid M R 2025 *Open Phys.* **23** 20250208

[17] Liu J F, Yu M Q, Li K 2025 *J. Appl. Phys.* **137** 214701

[18] Dawn S, Sarkar S 2021 *J. Fluids Eng.* **143** 111209

[19] Barios R, Arcos J, Bautista O, Méndez F, Bautista E 2021 *Micromachines* **12** 539

[20] Teodoro C, Bautista O, Méndez F 2019 *Phys. Scr.* **94** 115012

[21] Li D S, Li K, Li H B 2023 *Chin. J. Phys.* **84** 414

[22] Akbar S S, Mustafa M 2024 *Int. J. Heat Fluid Flow* **106** 109294

[23] Liu Y B, Li L H, Chu X, Buren, M, Zheng, J, Ren Y 2025 *Phys. Fluids* **37** 062003

[24] Kumar M, Mondal P K 2024 *Microfluid. Nanofluid.* **28** 1

[25] Tian F, Li B, Kwok D Y 2005 *Langmuir* **21** 1126

[26] Afonso A M, Alves M A, Pinho F T 2011 *Journal of Engineering Mathematics* **71** 15

[27] Peralta M, Giraldo D, Arcos J, Bautista O, Méndez F 2017 *Fluid Dyn. Res.* **49** 035514

[28] Saleem S, Hussain F, Irfan M, Siddique I, Nazeer M, Eldin S M 2023 *Case Studies in Thermal Engineering* **48** 103140

[29] Baños R, Arcos J, Bautista O, Mendez F 2023 *Fluid Dyn. Res.* **55** 015502

[30] Medina I, González A, Bautista O, Méndez F 2018 *Chem. Eng. Sci.* **184** 259

[31] Chang L, Buren M D, Sun Y J, Jian Y J 2024 *Applied Mathematics and Mechanics* **45** 622 (in Chinese) [长龙, 布仁满都拉, 孙艳军, 菅永军 2024 *应用数学和力学* **45** 622]

[32] Huang H F, Kuo J E, Huang K H 2022 *Electrophoresis* **43** 571

[33] Yang M R, Buren M, Chang L, Zhao Y 2022 *Phys. Scr.* **97** 030003

[34] Mahanta K, Panda S, Banerjee D, Pati S, Biswas P 2023 *Phys. Scr.* **98** 015212

[35] Nath A J, Roy P, Banerjee D, Pati S, Randive P R, Biswas P 2023 *J. Fluids Eng.* **145** 014501

[36] Singh B P, Dutta B, Goswami P, Bandopadhyay A 2025 *Phys. Fluids* **37** 082038

[37] Kumar B, Jangili S 2025 *Phys. Fluids* **37** 032043

[38] Chowdhury S, Pal S K, Gopmandal P P 2025 *Soft Matter* **21** 1085

# Research on the mass transfer and separation phenomena of species by oscillatory electroosmotic flows for a type of micro-nano fluids in a rectangular microchannel under high Zeta potential\*

ZHANG Zongxian    CHEN Xiaogang<sup>†</sup>    CUI Jifeng    QIAO Yuran  
ZANG Xiaonan    WANG Huaizhen

(College of Science, Inner Mongolia University of Technology, Hohhot 010051, China)

( Received 21 November 2025; revised manuscript received 9 January 2026 )

## Abstract

Microfluidic technology, with its miniaturization, high-throughput, and low sample consumption characteristics, has become a core technology in the fields of chemical sensing, targeted drug delivery, and biomolecular separation. Electroosmotic flow, as a key driving mechanism in microfluidics, can effectively enhance mass transport and separation efficiency by modulating the flow field structure through periodic oscillation. Building on this, the present study reveals the intrinsic coupling mechanisms among oscillating electric fields, flow field structures, and solute transport. Moreover, through parameter regulation, it enables the active design and optimization of mixing, reaction, and separation processes in microfluidic chips.

In this study, the flow characteristics of the periodically oscillating electroosmotic flow and the resulting mass transport and separation mechanisms are investigated for a class of micro-nano fluids in rectangular microchannels under high Zeta potential conditions. The finite difference method and numerical integration are used to calculate the electric double layer potential, velocity field, concentration field, and the spatiotemporal average mass transport rate, respectively. The effects of relevant parameters, such as the wall Zeta potential, Debye length, Womersley number, and Schmidt number are analyzed on both the fluid flow characteristics and the resulting mass transport and separation mechanisms. The results show that: 1) the velocity profile is significantly regulated by the Womersley number, when the Womersley number is small, the flow exhibits a quasi-steady plug-like profile with uniform velocity distribution in the channel center; as the Womersley number increases, inertial effects dominate, leading to phase lag, shear layers, and localized flow reversal in the velocity distribution; 2) high wall Zeta potential enhances the electroosmotic driving force, but maintaining a fixed tidal displacement results in a decrease in the Peclet number, thereby attenuating the convective effect; 3) the analysis for the concentration field reveals that mass transport is governed by the convection-diffusion balance, with concentration gradients highly concentrated near the walls and the center concentration gradients approaching zero; a smaller Debye length results in a more localized electroosmotic forcing near the walls, leading to sharper concentration gradients; a larger Debye length produces smoother concentration gradients;

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12172333), the Support Program for Young Scientific and Technological Talents of Colleges and Universities of Inner Mongolia Autonomous Region, China (Grant No. NJYT22075), the Natural Science Foundation of Inner Mongolia, China (Grant No. 2025LHMS01005, 2025LHMS01010), the Basic Scientific Research Funds of Universities Directly Under the Inner Mongolia Autonomous Region, China (Grant No. JY20220331).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [xiaogang\\_chen@imut.edu.cn](mailto:xiaogang_chen@imut.edu.cn)

under asymmetric wall Zeta potential, the concentration distribution exhibits spatial asymmetry, with a steeper gradient on the side of higher Zeta potential; 4) quantification of spatiotemporal average mass transport rates shows that a larger tidal displacement amplifies convective contributions, further increasing the mass transport rate; an asymmetric Zeta potential configuration enhances mass transport by inducing flow asymmetry; the transport rate increases with the Womersley number, and the species with a larger Schmidt number (smaller diffusion coefficient) exhibit higher transport rates, and a crossover phenomenon is observed; this indicates that at specific frequencies, the transport rate curves of different diffusive species intersect, thus enabling the possibility of species separation.

**Keywords:** high Zeta potential, oscillatory electroosmotic flow, mass transport and separation, finite difference method, crossover phenomenon

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251582](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251582)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251582](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251582)

高Zeta势下一类矩形微管道中由振荡电渗流引起的物质输运与分离现象研究

张宗贤 陈小刚 崔继峰 乔煜然 臧孝楠 王怀贞

**Research on the mass transfer and separation phenomena of species by oscillatory electroosmotic flows for a type of micro–nano fluids in a rectangular microchannel under high Zeta potential**

ZHANG Zongxian CHEN Xiaogang CUI Jifeng QIAO Yuran ZANG Xiaonan WANG Huaizhen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 071003 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251582

CSTR: 32037.14.aps.75.20251582

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251582>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

平行板微通道中一类不可压缩微极性流体在高Zeta势下的时间周期电渗流

Time period electroosmotic flow of a class of incompressible micropolar fluid in parallel plate microchannels under high Zeta potential

物理学报. 2024, 73(16): 164701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240591>

变截面微管道中高zeta势下幂律流体的旋转电渗滑移流动

Rotational electroosmotic slip flow of power–law fluid at high zeta potential in variable–section microchannel

物理学报. 2022, 71(13): 134701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212327>

微通道中一类生物流体在高Zeta势下的电渗流及传热特性

Electroosmotic flow and heat transfer characteristics of a class of biofluids in microchannels at high Zeta potential

物理学报. 2024, 73(6): 064701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231685>

限域通道内溶液的电渗流滑移减阻机制

Electroosmotic slip reduction mechanism of solutions in domain–limited channels

物理学报. 2025, 74(18): 183101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250440>

有限线法及其在流固域间耦合传热中的应用

Finite line method and its application in coupled heat transfer between fluid–solid domains

物理学报. 2022, 71(19): 190201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220833>

低惯性与高惯性活性粒子混合体系中的相分离现象

Phase separation phenomenon in mixed system composed of low– and high–inertia active particles

物理学报. 2023, 72(19): 190501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230792>