基于速度源修正的浸入边界-晶格玻尔兹曼法研究仿生微流体驱动模型*

刘飞飞[1)] 魏守水[1)†] 魏长智[1)2)] 任晓飞[1)]

1) (山东大学, 控制科学与工程学院, 济南 250061)

2) (济南大学, 信息科学与工程学院, 济南 250002)

(2014 年 2 月 27 日收到; 2014 年 5 月 22 日收到修改稿)

浸入边界—晶格波尔兹曼法在流固耦合等复杂的流体系统中得到广泛的应用. 本文采用基于速度源修正的浸入边界—晶格玻尔兹曼法, 建立了仿生微流体驱动模型, 创新性地将波动弹性体的速度引入晶格玻尔兹曼方程, 避免了传统浸入边界—晶格玻尔兹曼法中浸入边界速度-结构变形-力之间的转换, 提高了计算效率和准确率. 研究了行波波动细丝对流场内流动速度和压力的影响, 重点分析了驱动模型各项参数对微流体的驱动效果. 研究结果表明: 细丝长度、频率、振幅的增加引起出口处流量的增加; 波长、流体粘滞系数以及细丝位置与出口处流量呈复杂的非线性关系.

关键词: 晶格波尔兹曼法, 浸入边界法, 微流体驱动

PACS: 47.85.–g, 02.90.+p, 47.85.Np **DOI:** 10.7498/aps.63.194704

1 引 言

小剂量、高精确度、高灵活度的微流体操作技术在药物运输[1]、化学分析[2]、医学诊断和治疗[3]、DNA 复制[4]、微电子元件冷却[5]等领域得到了广泛的应用. 与依赖惯性效应的宏观尺度流体驱动不同, 黏性力在微流体驱动中起主导作用, 传统宏观流体力学分析方法受到了限制[6]. 为了满足生产和生活对微流体驱动的更高要求, 先进微流体驱动理论一直是人们研究的热点. Laser 和 Santiago[7], Iverson 和 Garimella[8] 和 Liu[9] 等详细介绍了各类微流体驱动的原理、特性及功能, 并研究了流速、压力变化速率、尺度、热力学效率、自泵频率等因素的影响. 2013 年 Zhong 等[10] 研究细菌、精子等微生物, 其身体长度只有几百纳米, 利用身体在流体中起伏波动、拍打或鞭毛的反向螺旋运动产生黏性推力[11] 可以达到每秒几百微米运动速度, 设计了在低雷诺数流体下单个刚性螺旋体中绕轴旋转模型, 分析了微生物螺旋运动的动力学特性. Wolgemuth 等[12] 从理论和仿真的角度研究了零雷诺数流体环境中, 具有扭曲和弯曲弹性的旋转薄膜的动力学特性. Smith 等[13] 模拟二维椭圆螺旋鞭毛拍打运动, 研究精子的表面聚集现象. 以上文献主要研究物体在流体中的移动, 即微生物通过身体摆动或旋转推动自身在流体中移动, 但没有展开反向问题的研究, 即弹性体的运动驱动流体流动的流固耦合问题.Tabak[14] 和 Koz[15] 等利用多物理场有限元分析软件 COMSOL 分析弹性薄膜行波波动驱动流体运动产生的瞬时 Stokes 流和细菌鞭毛在微管道中螺旋运动对流场的影响. 而基于有限元法的商业软件在弹性体运动与微流体耦合方面的应用具有一定的局限性. 因此, 用于微流体系统中的半连续模型的介观尺度数值方法得到了极大关注和快速发展, 如晶格玻尔兹曼方法[16]、耗散粒子动力学[17].

晶格玻尔兹曼法 (lattice Boltzmann method: LBM) 将连续流体假想为离散粒子分布到欧拉坐标系的晶格上[18], 采用固定的欧拉网格代表流场, 避

* 国家自然科学基金 (批准号: 51075243, 11002083) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: sswei@sdu.edu.cn

 http://wulixb.iphy.ac.cn

免传统有限体积法和有限元法中移动网格的重建, 降低计算成本, 在多相流[19]、非牛顿流体[20]、悬浮粒子流[21]、微流体[22]、多孔流[23]等复杂的流体系统中具有较多优势. 浸入边界法(immersed boundary method: IBM)将边界条件转换为力源引入到欧拉网格和Navier-Stokes方程中, 用体积力的模式描述移动边界, 克服了传统计算流体动力学方法中网格重新生成和自适应网格变换的困难, 对于复杂的浸入边界结构, 如红细胞的变形, 精子的游动, 纤毛的波动, 昆虫的飞动, 有较高的计算效率[24].

本文根据微生物(弹性体)游进的原理, 抽象反驱动模型, 即将弹性体端固置于微腔内, 弹性体产生周期的行波运动, 驱动腔内流体流动. 与传统的IB-LBM研究流体驱动静止物体运动有本质区别. 若用将浸入边界模化为力源的传统IB-LBM, 每一个时间步长每一个流体晶格都需将边界形变精确地转化为体积力. 因此, 计算程序复杂, 计算成本高, 转化过程中产生的误差会降低模型的准确率. 基于弹性体的形变信息包含在行波波动中, 作者提出将周期波动的浸入边界条件通过Dirac delta函数作为速度源引入晶格玻尔兹曼方程. 避免了复杂力的计算, 直接将边界速度分布到周围流体, 简单易实现, 提高了计算效率和准确率. 作为例证, 研究了弹性细丝波动频率、振幅、波长、细丝长度、位置和流体运动黏度对流动的影响.

2　数值模型和理论方法

2.1　数值模型

如图1为矩形仿生微流体驱动模型, 内部为黏性不可压缩流体, 流体初始状态静止. 模型长L为200 μm, 宽H为100 μm, 进出口处采用非平衡外推边界条件[25], 上下壁为刚性界面, 采用无滑移反弹边界条件[26]. Λ代表流体区域在x-y参考系中, 水平坐标x, 竖直坐标y, 原点坐标位于左下角. 水平方向, 弹性细丝放置在矩形腔中心位置. 垂直方向, 弹性细丝距离底部竖直距离(H')初始值设为50 μm, 下文中将设定不同的H'值探索弹性细丝位置对流体驱动效果的影响. 模型参数默认值如表1所示. x'是弹性细丝的水平坐标, L'为细丝的长度. 行波沿x'方向在弹性细丝上传播, 运动方程为

$$y'(x',t) = B(x',t)\times\sin\left(2\pi ft-\frac{2\pi x'}{\lambda}\right), \tag{1}$$

$$B(x',t) = B_0\times\frac{x'}{L'}\times\left(1-\frac{x'}{L'}\right), 0\leqslant \boldsymbol{x}'\leqslant L', \tag{2}$$

其中, $B(x',t)$是权函数控制弹性细丝的波动幅度. B_0是最大振动幅度. $\boldsymbol{x}'\left(x'+\dfrac{L-L'}{2}, y'+H', t\right)$是行波波动的弹性细丝在$x$-$y$参考系中的位置.

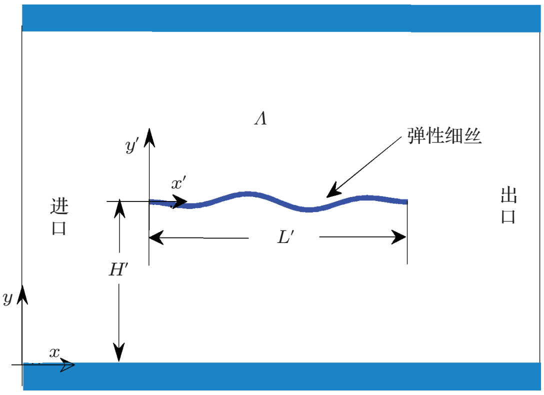

图1　仿生行波微流体驱动模型

表1　模型参数默认值

参数	数值
细丝长度 (L')/μm	100
最大振动幅度 (B_0)/μm	8
波长 (λ)/μm	50
频率 (f) /Hz	5
流体黏滞系数 (v)/m^2·s^{-1}	2×10^{-6}
细丝的垂直位置 (H')/μm	50
流体密度 (ρ)/kg·m^{-3}	998.16

2.2　IB-LBM理论修正

IBM主要用于模拟流固耦合运动, 将浸入边界模化成流场中的离散力, 通过Dirac delta函数分布到流体节点上, 流体速度控制浸入边界的结构和速度, 控制方程如下:

$$\boldsymbol{f}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{x},t) = \int_0^{L'}\boldsymbol{F}(\boldsymbol{x}',t)\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\mathrm{d}\boldsymbol{x}', \tag{3}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{x}'}{\partial t} = \int_{\Lambda}\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\mathrm{d}\boldsymbol{x}. \tag{4}$$

其中, x是流体晶格位置; $\boldsymbol{x}'$是浸入边界位置; $\boldsymbol{f}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{x},t)$是边界传递给流场的体积力; $\boldsymbol{F}(\boldsymbol{x}',t)$是边界变形产生的力密度; $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)$是流体速度; $\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')$为Dirac delta函数.

LBM将流体抽象为大量具有离散速度的微观流体粒子的集合, 流体粒子在离散晶格上按一定规则进行迁移和碰撞, 通过对粒子密度分布函数变化

过程进行统计, 获得宏观流动信息. LBM 演化方程如下:

$$
\begin{aligned}
& f_i(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{e}_i\Delta t, t+\Delta t) \\
=& f_i(\boldsymbol{x},t)-\frac{1}{\tau}[f_i(\boldsymbol{x},t)-f_i^{\mathrm{eq}}(\boldsymbol{x},t)]+\Delta t K_i, \quad (5)
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
K_i =& \Big(1-\frac{1}{2\tau}\Big)\omega_i\Big[\frac{3(\boldsymbol{e}_i-\boldsymbol{u})}{c^2}+\Big(\frac{9\boldsymbol{e}_i\cdot\boldsymbol{u}}{c^4}\Big)\boldsymbol{e}_i\Big] \\
& \times \boldsymbol{f}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{x},t). \qquad (6)
\end{aligned}
$$

其中, $f_i(\boldsymbol{x},t)$ 为 t 时刻粒子密度分布函数, 即在 $\boldsymbol{x}$ 位置处以 $\boldsymbol{e}_i$ 速度运动的粒子数量; Δt 是时间步长; $c=\left|\frac{\Delta x}{\Delta t}\right|$ 是流体迁移速度; Δx 是欧拉网格单位距离; $f_i^{\mathrm{eq}}(\boldsymbol{x},t)$ 是粒子密度平衡分布函数; τ 是弛豫时间; $\boldsymbol{f}_{\mathrm{b}}(\boldsymbol{x},t)$ 由边界力密度 $\boldsymbol{F}(\boldsymbol{x}',t)$ 在整个浸入边界上积分得到, 见方程(3). 流体运动黏性系数 v 与弛豫时间 τ 之间满足以下关系:

$$
v=\frac{1}{3}\Big(\tau-\frac{1}{2}\Big)c^2\Delta t. \qquad (7)
$$

$\boldsymbol{e}_i$ 和 $f_i^{\mathrm{eq}}(\boldsymbol{x},t)$ 由所选取的LBM模型决定. 对于本文使用的D2Q9 模型, 采用如下的平衡态分布函数:

$$
\begin{aligned}
f_i^{\mathrm{eq}} =& \omega_i\rho\Big[1+\frac{3\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{e}_i}{c^2}+\frac{9}{2}\Big(\frac{\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{e}_i}{c^2}\Big)^2-\frac{3}{2}\Big(\frac{\boldsymbol{u}^2}{c^2}\Big)\Big], \\
i =& 0,1,2,\cdots,7,8, \qquad (8)
\end{aligned}
$$

式中 $\omega_0=4/9$, $\omega_1=\omega_2=\omega_3=\omega_4=1/9$, $\omega_5=\omega_6=\omega_7=\omega_8=1/36$. 流体粒子离散速度值如下:

$$
\boldsymbol{e}_i=
\begin{cases}
0, & i=0, \\
\Big(\cos\Big[\frac{\pi(i-1)}{2}\Big],\sin\Big[\frac{\pi(i-1)}{2}\Big]\Big)c, & i=1,2,3,4, \\
\sqrt{2}\Big(\cos\Big[\frac{\pi(i-9/2)}{2}\Big],\sin\Big[\frac{\pi(i-9/2)}{2}\Big]\Big)c, & i=5,6,7,8.
\end{cases} \qquad (9)
$$

宏观流速 $\boldsymbol{u}$ 和晶格点上的流体密度 ρ 满足动量守恒定律和质量守恒定律:

$$
\rho=\sum_i f_i, \rho\boldsymbol{u}=\sum_i \boldsymbol{e}_i f_i+\frac{1}{2}\boldsymbol{f}_{\mathrm{b}}\Delta t. \qquad (10)
$$

传统的IB-LBM将边界模化为体积力, 流场通过 $\boldsymbol{f}_{\mathrm{b}}(x,t)$ 感受浸入边界的存在, 主要用于研究流动流体驱动静止物体运动的模型. 行波微流体驱动模型是以规定速度运动的弹性体驱动流体流动, 与传统IB-LBM研究的模型不同. 若采用传统的IB-LBM, 发生行波波动弹性细丝每个时刻产生的形变需要精确地转化为边界力密度. 形变包括位置、曲率的变化以及长度的拉伸和压缩, 计算复杂度高. 本模型中弹性细丝形变都是由行波波动引起的, 因此形变信息包含在速度信息内. 作者创新性地将波动的弹性细丝作为速度源引入晶格玻尔兹曼方程:

$$
\Delta\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)=\int_0^{L'}\boldsymbol{U}(\boldsymbol{x}',t)\cdot\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\mathrm{d}\boldsymbol{x}', \qquad (11)
$$

$$
\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t+1)=\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)+\Delta\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t), \qquad (12)
$$

其中, $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)$ 是流体速度, $\boldsymbol{U}(\boldsymbol{x}',t)=\partial\boldsymbol{x}'/\partial t$ 是弹性细丝上行波波动速度. $\boldsymbol{U}(\boldsymbol{x}',t)$ 通过Dirac delta函数分布到流体节点上. 此方法避免了弹性细丝速度—形变—体积力之间的转化, 简化了程序, 降低了计算误差, 提高了计算效率. 图2 (a) 和 (b) 分别给出了本文提出的基于速度源修正的IB-LBM和传统的IB-LBM的计算流程.

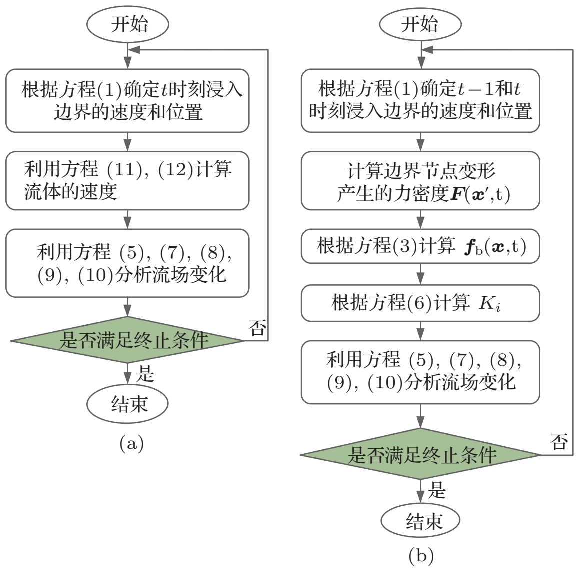

图2 计算流程图 (a) 基于速度源修正的IB-LBM; (b) 传统IB-LBM

3 结果和讨论

3.1 流场分析

分析弹性细丝行波波动600个周期内试验结果. 图3 (a)—(d) 分别展示 $t=0.2T$, $3.4T$, $30.6T$, $300.8T$ (T 代表行波波动一个周期) 四个不同时刻矩形腔内压力分布图, 由图观察在不同时刻行波在弹性细丝上的传播. 高压区 (红色区域) 分布在细丝推动流体的一侧, 低压区 (深蓝色区域) 分布在拉动流体的一侧. 高低压区沿着行波传播的方向交替前进, 形成压差驱动流体流动.

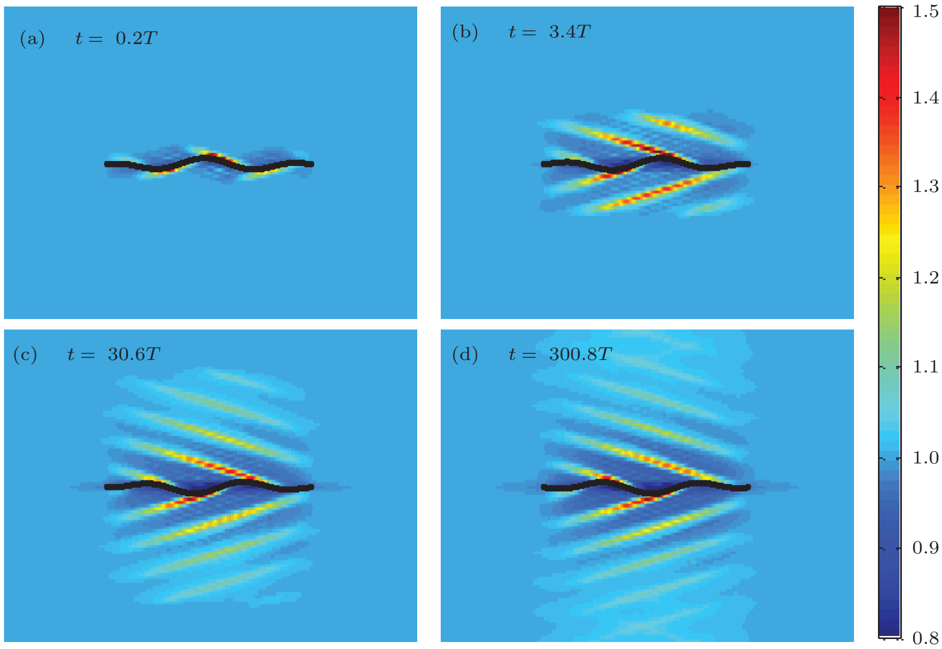

图3 (网刊彩色) 瞬时压力分布图

图4给出$t=500T$时刻瞬时流线图, 弹性细丝周围流线出现小的漩涡, 两端形成大漩涡, 图中箭头表示该节点的瞬时流速, 可见高压区的流速大于低压区的流速.

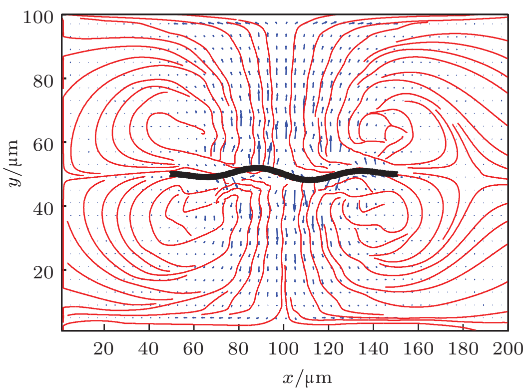

图4 $t=500T$时刻流线图

压力差驱动流体流动, 在出口处获得流量$Q(t)$. 图5给出管道出口处的流量随时间变化图, 出口处x方向的速度与密度的乘积积分获得流量值, 计算公式为

$$Q(t)=\int_0^H u_x(t,L,y)\times\rho(t,L,y)\,\mathrm{d}y. \tag{13}$$

$u_x(t,L,y)$是点(L,y)在t时刻x方向速度分量, $\rho(t,L,y)$是t时刻点(L,y)处流体密度. 由图5可以观察到, $Q(t)$初始状态为零, 0到$150T$之间迅速增加, 然后逐渐变缓, $200T$后趋向于固定值2.952×10^{-14} kg·s^{-1}. 此时, 微流体驱动系统达到稳定状态, 产生的稳定流量Q.

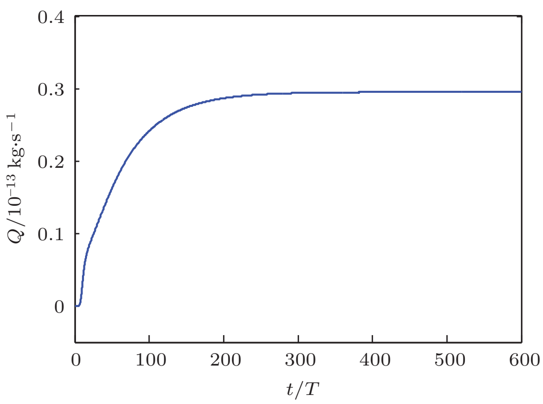

图5 出口处随时间变化的流量$Q(t)$

为验证基于速度源修正的IB-LBM方法, 表2列出相同的运行环境和参数下, 分别采用有限元法、传统IB-LBM法和本文基于速度源修正的IB-LBM法获得稳定流量Q和所需的计算时间. 由表2发现, 本文方法与基于有限元法和传统IB-LBM方法模拟结果符合良好. 本文方法获得稳定流量和有限元法更接近, 与传统的IB-LBM方法的相比, 本文方法提高了计算效率30% 左右, 相对有限元法也有提高.

表 2 不同数值方法下稳定流量和计算时间对比

数值方法	Q/kg·s^{-1}	时间/s
有限元法	2.843×10^{-14}	2788
IB-LBM	2.122×10^{-14}	2913
基于速度源修正的 IB-LBM	2.952×10^{-14}	1887

3.2 参数分析

本文通过仿真试验探索最大振动幅度 B_0, 弹性细丝垂直位置 H'、细丝长度 L'、行波波长 λ、行波频率 f 和流体黏滞系数 v 等模型参数对出口处稳定流量 Q 的影响.

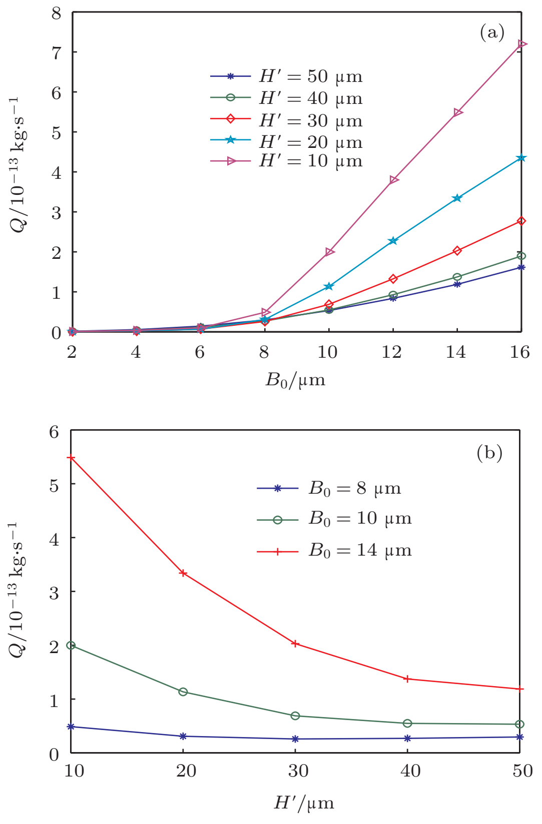

图 6 (a) 最大振动幅度 B_0 对 Q 的影响; (b) 弹性细丝垂直位置 H' 对 Q 的影响

图 6 (a) 描绘了弹性细丝在不同位置处, 随着最大振动幅度 B_0 的变化, Q 的变化情况. 曲线分为两个阶段: 第一阶段, B_0 <8 μm, B_0 的增长对 Q 的影响非常小, 随着 B_0 的增加, Q 增长非常缓慢; 第二阶段, B_0 >8 μm, 两者呈快速增长的线性关系. B_0 增加, 由波动传递给流体的动量增加, 因此出口处流量增加. 但是转折点的出现有待进一步研究. 弹性细丝在不同的位置, 曲线的增长速率不同. 图 6 (b) 给出, B_0 = 8 μm, B_0 = 10 μm, B_0 =14 μm 情况下, 弹性细丝距离底部的垂直位置 H' 的变化对 Q 的影响. 两者呈二次方倒数的关系, 即随着弹性细丝在矩形腔内上升, Q 快速减小. 这是由于弹性细丝位于底部时, 管壁的反弹作用较强, 增加了出口处的流量.

图 7 分别列出 λ = 10 μm, 20 μ m, 40 μm, 60 μm, 80 μm, 100 μm, 120 μm, 140 μm, 160 μm 情况下, 弹性细丝长度 L' 对稳定流量 Q 的影响. Q 和 L' 呈线性增加的关系, 弹性细丝的长度增加, 由波动传递给流体的能量增加, 出口处流量增加. 由图发现不同波长情况下直线具有不同的增长率, 即随着波长的增加弹性细丝长度 L' 对 Q 的影响增强. 图 8 描绘了 L' = 60 μm, L' = 100 μm, L' = 120 μm 情况下, λ 和 Q 的非线性关系. 当 λ <L', 随着 λ 的增加, Q 快速增加, 当 λ >L' 时, Q 增加缓慢, 慢慢趋向于定值. 弹性细丝长度一定, 当 λ <L' 时, 细丝弯曲度大, 阻碍了动量在流体中的传播, 随着波长的增加, 弯曲度减小, 阻碍作用减弱, 出口处流量增加; 当 λ >L' 时, 随着波长的增加, 细丝弯曲度变化不显著, 流量趋于稳定.

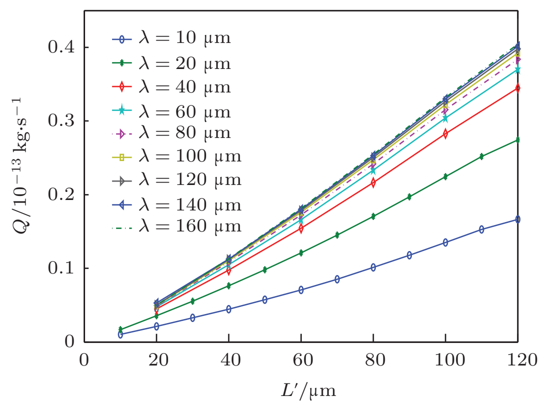

图 7 弹性细丝长度 L' 对 Q 的影响

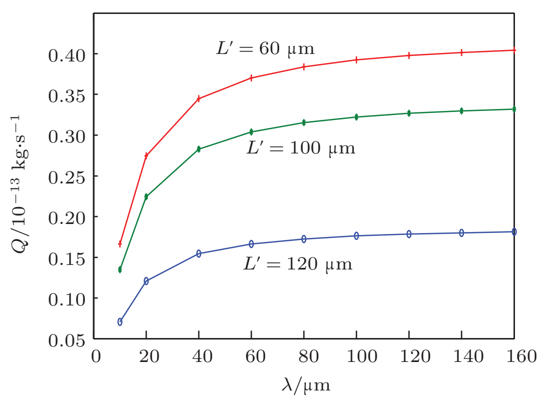

图 8 行波波长 λ 对 Q 的影响

图9 (a) 描述了不同黏滞系数的流体环境下, 行波频率 f 对 Q 的影响. 由图9观察得出, Q 与行波频率 f 呈二次方增长关系, 波动频率增加, 由波动传递给流体的动量增加, 出口处流量增加, 但不同黏滞系数的流体环境中, 增长系数不同, 流体黏滞系数越大, Q 越小. 图9 (b) 描绘了频率为2 Hz和5 Hz情况下, 液体黏滞系数 v 对 Q 的影响, 二者呈二次方倒数的关系. 随着 v 的增加, 流体的黏滞力增加, 流动速度降低, 流量减小.

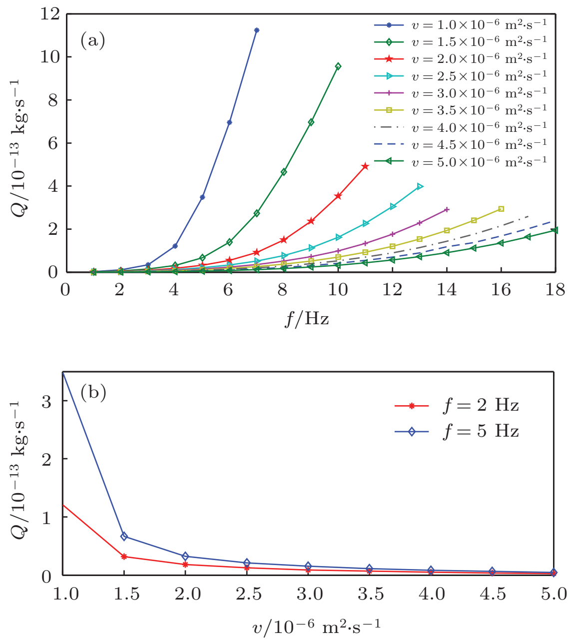

图9 (a) 行波频率 f 对 Q 的影响; (b) 液体黏度 v 对 Q 的影响

4 结 论

为避免了浸入边界速度—变形—体积力之间的转化, 本文用基于速度源修正的IB-LBM分析了仿生行波微流体驱动模型. 首先分析了弹性细丝行波波动对微流场内压力和速度分布的影响, 获得出口处流量的变化趋势. 通过与有限元法和传统IB-LBM法获得的稳定状态出口处流量的对比, 三种方法的模拟结果符合良好, 验证了本文提出的基于速度远修正的IB-LBM的可行性. 本文方法获得稳定流量和有限元法更接近, 与传统的IB-LBM相比, 计算效率提高30%左右, 相对有限元法也有提高. 进一步分析了模型各项参数对稳定流量 Q 的影响: 弹性细丝的长度 L'、波动频率 f、波动幅度 B_0 的增加, 增加了行波动量, 会引起出口处 Q 增加, 其中 Q 的增加与 L' 呈正比, 与 f 呈二次方关系. Q 与 B_0 的关系为正比例关系, 但增长过程中出现了转折点, 曲线分为两个阶段: 第一阶段, B_0 <8 μm, 随着 B_0 的增加, Q 增长缓慢; 第二阶段, B_0 >8 μm, 两者呈线性快速增长. 其中的机理有待进一步研究. 细丝波动波长、细丝的位置和流体的运动黏度对净流量的影响比较复杂. 流体黏滞系数越大, 流体的黏性阻力越大, 因此, Q 与 v 呈二次方倒数的关系. 波长 λ 与 Q 之间是非线性关系, 当 $\lambda < L'$, 随着 λ 的增加, Q 快速增加; 当 $\lambda > L'$ 时, Q 增加缓慢趋向于定值; Q 与 H' 呈二次方倒数关系.

本文的研究还有值得改进的地方: 首先, 没有考虑弹性细丝的弹性系数和抗弯曲系数, 规定弹性细丝做周期性的行波波动. 其次, 仿真得到的参数与稳定流量之间的关系, 尚需实验验证. 但本文提出的基于速度源修正的IB-LBM, 分析了仿生行波微流体驱动模型, 探索了各项模型参数对稳定流量的影响, 可以为仿生微泵的研制提供理论依据.

参考文献

[1] Liu Y L, Zhu J, Luo X S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3772

[2] Jessy B R, Prashant K J 2013 *Chem. Soc. Rev.* **42** 89

[3] Mandy L Y S, Vincent G, Joseph C L, Wong P K 2013 *Nanotechnology Magazine IEEE* **7** 31

[4] Wang C H, Lee G B 2005 *Biosens. Bioelectron.* **21** 419

[5] Zhang H, Fan B C, Chen Z H, Chen S, Li H Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 104701

[6] Li Z G, Liu Q S, Liu R, Hu W, Deng X Y 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 114701

[7] Laser D, Santiago J 2004 *J. Micronech Microeng* **14** 35

[8] Iverson B, Garimella S V 2008 *Microfluid Nanofluid* **5** 16131

[9] Liu D, Garimella S V 2009 *Nanosc Microsc Therm* **13** 109

[10] Zhong S, Moored KW, Pinedo V, Garcia-Gonzalez J, Smits A J 2013 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **46** 1

[11] Purcell E 1977 *Amer. J. Phys.* **45** 3

[12] Wolgemuth C W, Powers T R, Goldstein R E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1623

[13] Smith D J, Gaffney E A, Blake J R, Kirkman-Brown J C 2009 *J. Fluid. Mech.* **621** 289

[14] Tabak A F, Yesilyurt S 2008 *Microfluid Nanofluid* **4** 489

[15] Koz M, Yesilyurt S 2008 *Proc. SPIE 6886*, Microfluidics, BioMEMS, and Medical Microsystems VI San Jose, Cananda, January 19–22, 2008 p786

[16] Sun D K, Xiang N, Chen K, Ni Z H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024703 (in Chinese) [孙东科, 项楠, 陈科, 倪中华 2013 物理学报 **62** 024703]

[17] Cao Z H, Luo K, Yi H L, Tan H P 2014 *Int. J. Heat. Mass. Tran.* **74** 60

[18] Michele L R, Claudia A, Valentina L, Giampiero S, Reinhard H 2012 *Int. J. Numer. Meth. Fl.* **70** 1048

[19] Ollila S, Denniston C, Karttunen M, Nissila T 2011 *J. Chem. Phys.* **134** 064902

[20] Fallah K, Khaya M, Hossein BM, Ghaderi A, Fattahi E 2012 *J. Non-Newton Fluid* **177** 1

[21] Mao W, Guo Z L, Wang L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084703 (in Chinese) [毛威, 郭照立, 王亮 2013 物理学报 **62** 084703]

[22] Yang T Z, Ji S D, Yang X D, Fang B 2014 *Int. J. Eng. Sci.* **76** 47

[23] Koido T, Furusawa T, Moriyama K 2008 *J. Power Sour.* **175** 127

[24] Navidbakhsh M, Rezazadeh M 2012 *Scientia Iranica* **19** 1329

[25] He Y B, Lin X Y, Dong X L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 194701 (in Chinese) [何郁波, 林晓艳, 董晓亮 2013 物理学报 **62** 194701]

[26] Jung R T, Hasan M K 2012 *IEEE OCEANS Yeosu*, Korea, May 21–24, 2012 p1

Use of velocity source immersed boundary-lattice Boltzmann method to study bionic micro-fluidic driving model*

Liu Fei-Fei[1)] Wei Shou-Shui[1)†] Wei Chang-Zhi[1)2)] Ren Xiao-Fei[1)]

1) (*School of Control Science and Engineering, Shandong University, Jinan 250061, China*)

2) (*school of Information Science and Engineering, University of Jinan, Jinan 250002, China*)

(Received 27 February 2014; revised manuscript received 22 May 2014)

Abstract

Bionic micro-fluidic driving model is built in this paper based on the velocity source immersed boundary-lattice Boltzmann method. In order to avoid the transformation between the velocity and the force, this method introduces an immersed boundary into the lattice Boltzmann equation as the velocity source, which can reduce the computational expense. Firstly, the effects of the traveling waves produced by the elastic filament on the velocity and pressure of the flow field are studied. Secondly, the paper focuses on the influences of parameters on the flow rate. Results show that the flow rate increases with increasing frequency, wave amplitude, and filament length. Relationships between the flow rate and the other parameters of the model, such as the position of filament, wavelength, and kinematic viscosity of the fluid, are shown to be nonlinear and complicated.

Keywords: lattice Boltzmann method, immersed boundary method, micro-fluidic driving model

PACS: 47.85.–g, 02.90.+p, 47.85.Np **DOI:** 10.7498/aps.63.194704

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51075243, 11002083).

† Corresponding author. E-mail: sswei@sdu.edu.cn