

# 格子 Boltzmann 方法对于大粘度差两相流的模拟

邱若凡, 王安麟, 龚启伟, 姜 涛

(同济大学 机械与能源工程学院, 上海 201804)

**摘要:** 为了模拟具有大粘度差的两相流, 对 Boltzmann (LB) 方法中的伪势多组分模型进行了改进. 伪势模型将粒子作用力转化为速度形式, 再将其引入离散的 LB 方程. 改进模型把力的添加形式变为将力离散处理后, 引入离散的 LB 方程中, 以此提高数值计算的稳定性. 该模型能够比原伪势模型得到更小的虚假速度和更大的粘度差. 通过对沥青-水的大粘度差两相流体和粘性指进现象的模拟, 验证了改进模型的正确性和有效性. 该模型具有较好的适用性, 它能模拟的两相流体最大粘度差可达到 4 510 倍.

**关键词:** 格子 Boltzmann 方法; 两相流; 大粘度差; 数值模拟

**中图分类号:** O359.1

**文献标志码:** A

## Simulation of Two-phase Flow with Large Viscosity Difference by Lattice Boltzmann Method

QIU Ruofan, WANG Anlin, GONG Qiwei, JIANG Tao

(College of Mechanical Engineering, Tongji University, Shanghai 201804, China)

**Abstract:** The pseudo-potential multi-component model in Lattice Boltzmann (LB) Method is improved to simulate two-phase flow with large viscosity difference. In the pseudo-potential model, the interparticle forces are turned into velocity form and introduced into the discrete LB equation. In the improved model, the interparticle forces are discretized and added to the discrete LB equation, which leads to the better numerical stability. The improved model can get smaller spurious velocity and larger viscosity difference than the pseudo-potential model. Simulation of asphalt-water two-phase flow, which is with large viscosity difference, and fingering in a channel are carried out to validate the improved model. It has a good applicability for simulation of fluids with viscosity difference, and the maximal viscosity difference of

two-phase fluids is 4 510 times.

**Key words:** Lattice Boltzmann (LB) Method; two-phase flow; large viscosity difference; numerical simulation

在许多工程应用中, 都存在具有较大粘度差的多相流体混合物. 例如, 泡沫沥青是高温沥青与常温水在发泡腔内的一定压力下发生物理变化的产物<sup>[1]</sup>. 目前, 国内外学者对沥青发泡的研究主要是停留在实验层面上<sup>[2-4]</sup>, 几乎没有对其机理进行深入研究. 要解决这一难题就需要建立数值模型来描述这一复杂的过程. 然而, 如沥青发泡这类多组分多相流体系的实质是组分或相之间微观相互作用的宏观体现, 传统的计算流体动力学 (CFD) 方法难以捕获或跟踪大量细小分散的相界面. Lattice Boltzmann (LB) 方法是一个近二十几年发展起来的一种研究流体的新方法<sup>[5-6]</sup>. 它是一种从微观动力学出发, 通过单粒子分布函数来讨论系统的宏观性质的一种介观方法. 它可以方便且准确地描述不同相之间、不同组分之间复杂的相互作用. 因此, LB 方法对于多相流的模拟很有优势.

LB 方法发展至今已建立了多种多相流的模型<sup>[7-10]</sup>, 而其中应用最广泛的是 Shan 和 Chen 提出的一种用伪势来体现粒子间相互作用的模型<sup>[8, 11-12]</sup>. 只要选择合适的相互作用, 就可以实现相或组分的分离. 然而, 伪势模型在处理粘性差较大的不互溶两组分流体时, 会在相界面产生较大的虚假速度, 从而导致计算发散<sup>[13-14]</sup>. 然而在自然界和工程应用中, 常常存在大粘度差的多组分混合物. 如沥青发泡过程中, 沥青和水就具有很大的粘度差, 此时, 伪势模型便不再适用.

本文修改了伪势模型中力的添加形式, 大大增

收稿日期: 2013-03-25

基金项目: 国家自然科学基金(51178347); 上海教委科研创新项目(11CX17)

第一作者: 邱若凡(1988—), 男, 博士生, 主要研究方向为沥青发泡机理及其设备. E-mail: qrfan@foxmail.com

通讯作者: 王安麟(1954—), 男, 工学博士, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为工程机械, 智能设计, 机电一体化, 微机械等.

E-mail: wanganlin@tongji.edu.cn

加数值计算的稳定性,使其可适用于具有大粘度差的多相流. 通过与原伪势模型的对比,展示了该模型的数值稳定性和模拟大粘度差多相流的能力. 本文模拟了沥青-水两相流,以拉普拉斯定律验证了该模型. 另外,通过模拟了管道中的粘性指进现象,体现了改进模型优越的动态性能. 该改进模型为 LB 方法的沥青发泡过程模拟奠定了基础,同时也为带有大粘度差混合物的工程应用提供了可行工具.

## 1 数值模型

### 1.1 LB 伪势模型

在 LB 方法中,整个系统的演化过程分为迁移和碰撞两部分,流体是由许多虚假粒子表征的,这些粒子按照一定规则的空间格子迁移,并且在格子的位置上发生碰撞<sup>[15]</sup>. LB 方程是一种离散形式,这一离散包括空间离散、时间离散和速度离散. 用于处理共  $S$  个组分的流体问题的标准 LB-BGK (Boltzmann-Bhatnagar-Gross-Krook) 方程为<sup>[8]</sup>

$$f_a^\sigma(\mathbf{x} + \mathbf{e}_a \cdot \delta t, t + \delta t) - f_a^\sigma(\mathbf{x}, t) =$$

$$\Omega_a^\sigma(\mathbf{x}, t), \quad \alpha = 0, 1, \dots, N; \sigma = 1, \dots, S \quad (1)$$

式中:  $\alpha$  是离散格子速度的方向;  $\mathbf{e}_a$  是  $\alpha$  方向的离散格子速度矢量,共有  $N$  个离散速度;  $\delta t$  是时间步长;  $f_a^\sigma(\mathbf{x}, t)$  表示的是  $\sigma$  组分流体  $t$  时刻在位置  $\mathbf{x}$  处的粒子分布函数;  $\Omega_a^\sigma(\mathbf{x}, t)$  是碰撞项,其单松弛时间的表达形式为

$$\Omega_a^\sigma(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau^\sigma} [f_a^\sigma(\mathbf{x}, t) - f_a^{\sigma, \text{eq}}(\mathbf{x}, t)] \quad (2)$$

式中:  $f_a^{\sigma, \text{eq}}(\mathbf{x}, t)$  是  $\sigma$  组分流体  $t$  时刻在位置  $\mathbf{x}$  处的平衡态分布函数;  $\tau^\sigma$  是  $\sigma$  组分流体的量纲一碰撞松弛时间常数,它与流体的物理运动粘度系数  $\nu_p^\sigma$  存在如下关系<sup>[3]</sup>:

$$\nu_p^\sigma = \nu^\sigma \frac{(\delta x)^2}{\delta t} = \frac{2\tau^\sigma - 1}{6} \frac{(\delta x)^2}{\delta t} \quad (3)$$

式中:  $\nu^\sigma$  是格子单位的运动粘度,  $\delta x$  是网格步长;  $c = \delta x / \delta t$  是粒子迁移速率.

处理不同的动力流体问题可以采用不同的速度离散模型,本文选用的是广泛应用于二维系统的 D2Q9 模型. 它是带有 9 个离散速度的方形模型,其速度的配置如下:

$$\mathbf{e}_a = \begin{cases} (0, 0), & \alpha = 0 \\ c \left( \cos \left[ (\alpha - 1) \frac{\pi}{2} \right], \sin \left[ (\alpha - 1) \frac{\pi}{2} \right] \right), & \alpha = 1, 2, 3, 4 \\ \sqrt{2}c \left( \cos \left[ (2\alpha - 1) \frac{\pi}{4} \right], \sin \left[ (2\alpha - 1) \frac{\pi}{4} \right] \right), & \alpha = 5, 6, 7, 8 \end{cases}$$

D2Q9 模型将粒子的速度分为三个不同的速度值,每个粒子速度都对应相应的平衡态分布函数,其表达形式为

$$f_a^{\sigma, \text{eq}} = \omega_a \rho^\sigma \left[ 1 + \frac{\mathbf{e}_a \cdot \mathbf{u}^{\sigma, \text{eq}}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_a \cdot \mathbf{u}^{\sigma, \text{eq}})^2}{2c_s^4} - \frac{(\mathbf{u}^{\sigma, \text{eq}})^2}{2c_s^2} \right] \quad (4)$$

式中:  $\omega_a$  是权系数,  $\omega_0 = 4/9$ ,  $\omega_\alpha = 1/9$  ( $\alpha = 1 \sim 4$ ),  $\omega_\alpha = 1/36$  ( $\alpha = 5 \sim 8$ );  $c_s$  是格子声速,对于 D2Q9 模型,  $c_s = c/\sqrt{3}$ ;  $\rho^\sigma$  是  $\sigma$  组分流体的局部密度,  $\rho^\sigma = m^\sigma n^\sigma$ , 其中,  $n^\sigma = \sum_\alpha f_a^\sigma$  和  $m^\sigma$  分别是  $\sigma$  组分流体的局部数密度和分子质量;  $\mathbf{u}^{\sigma, \text{eq}}$  是  $\sigma$  组分流体的平衡速度. 当粒子间没有相互作用力的时候,碰撞过程满足动量守恒,此时各组分的速度  $\mathbf{u}^{\sigma, \text{eq}}$  都等于一个共同的速度  $\mathbf{u}^{\text{eq}}$ , 它表示为<sup>[11]</sup>

$$\mathbf{u}^{\text{eq}} = \sum_\sigma \frac{\rho^\sigma \mathbf{u}^\sigma}{\tau^\sigma} / \sum_\sigma \frac{\rho^\sigma}{\tau^\sigma} \quad (5)$$

式中,  $\rho^\sigma \mathbf{u}^\sigma = m^\sigma \sum_\alpha f_a^\sigma \mathbf{e}_a$  是  $\sigma$  组分流体的动量.

为了使不同组分流体能够实现相分离,Shan 和 Chen 引入了粒子间作用力  $\mathbf{F}^\sigma(\mathbf{x})$ . 它定义为位置  $\mathbf{x}$  处的粒子所受到的作用力,是周围位置  $\mathbf{x}'$  处的粒子对其作用力的总和,其表达形式为<sup>[8]</sup>

$$\mathbf{F}^\sigma(\mathbf{x}) = -\Psi^\sigma(\mathbf{x}) \sum_{\bar{\sigma}} \sum_{\mathbf{x}'} G_{\sigma\bar{\sigma}}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \Psi^{\bar{\sigma}}(\mathbf{x}') (\mathbf{x}' - \mathbf{x}) \quad (6)$$

式中:  $\Psi^\sigma(\mathbf{x})$  是  $\sigma$  组分流体在位置  $\mathbf{x}$  处的有效密度,它是与该组分流体在此处的数密度有关的参数,也可表示为  $\Psi^\sigma(n(\mathbf{x}))$ , 有效密度的取值形式有多种,对于多组分系统可直接取相应组分的数密度,即  $\Psi^\sigma(\mathbf{x}) = n^\sigma(\mathbf{x})$ <sup>[16]</sup>;  $G_{\sigma\bar{\sigma}}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$  控制  $\sigma$  组分与  $\bar{\sigma}$  组分粒子之间作用势的强度,对于 D2Q9 模型,它可表示为

$$G_{\sigma\bar{\sigma}}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \begin{cases} g_{\sigma\bar{\sigma}}, & |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| = 1 \\ \frac{g_{\sigma\bar{\sigma}}}{4}, & |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| = \sqrt{2} \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (7)$$

式中:  $g_{\sigma\bar{\sigma}}$  为控制粒子间作用力  $\mathbf{F}^\sigma(\mathbf{x})$  大小的参数.

该粒子间作用力会引起  $\sigma$  组分流体除了与其他组分碰撞所产生的动量交换外的一个额外的动量变化,通过添加这一动量变化将力的影响添加到 LB 方法中. 因此,  $\sigma$  组分流体碰撞后的新动量可定义为

$$\rho^\sigma \mathbf{u}^{\sigma, \text{eq}} = \rho^\sigma \mathbf{u}^{\text{eq}} + \tau^\sigma \mathbf{F}^\sigma \quad (8)$$

混合流体的整体速度  $\mathbf{u}$  定义为碰撞前后速度的平均值,即

$$\mathbf{u} = \sum_\sigma \rho^\sigma \mathbf{u}^\sigma + \frac{1}{2} \sum_\sigma \mathbf{F}^\sigma \quad (9)$$

式中,  $\rho = \sum_{\sigma} \rho^{\sigma}$  是所有流体的总密度.

在粒子力的作用下,系统的状态方程变为

$$p = \rho c_s^2 + \frac{c_0}{2} \sum_{\sigma\bar{\sigma}} g_{\sigma\bar{\sigma}} \Psi^{\sigma} \cdot \nabla \Psi^{\bar{\sigma}} \quad (10)$$

式中:  $p$  为压力;  $c_0$  根据不同模型取值, 本文取  $c_0 = 6$ .

## 1.2 改进伪势模型

原伪势模型添加粒子作用力时, 并没有将力离散, 这会给计算的相界面带来较大的虚假速度. 这里修改力的添加形式, 将其离散后添加到 LB 方程中, 即

$$f_a^{\sigma}(\mathbf{x} + \mathbf{e}_a \cdot \delta t, t + \delta t) - f_a^{\sigma}(\mathbf{x}, t) = \Omega_a^{\sigma}(\mathbf{x}, t) + \delta t \cdot \mathbf{F}_a^{\sigma} \quad (11)$$

式中,  $\mathbf{F}_a^{\sigma}$  是离散力项, 它的表达式为<sup>[17]</sup>

$$\mathbf{F}_a^{\sigma} = \left(1 - \frac{1}{2\tau^{\sigma}}\right) \omega_a \left[ \frac{\mathbf{e}_a - \mathbf{u}^{\text{eq}}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{e}_a \cdot \mathbf{u}^{\text{eq}})}{c_s^4} \mathbf{e}_a \right] \cdot \mathbf{F}^{\sigma} \quad (12)$$

此时, 式中的  $\mathbf{u}^{\text{eq}}$  也是平衡态分布函数  $f_a^{\sigma, \text{eq}}$  中的速度. 原伪势模型是通过式(8)把粒子作用力作为动量变化引入速度中, 再将变化后的速度代入 LB-BGK 方程中, 以此实现粒子作用力的添加. 这种力的添加形式实质是将粒子作用力转化为速度的形式, 再将其引入离散的演化方程中. 由于其未对作用力进行过离散处理, 所以将它代入离散方程时必然会带来一些误差, 这对模型的稳定性有很大影响. 先将粒子作用力进行离散处理(式(12)), 再将其添加至离散的 LB-BGK 方程中, 这样会减少原伪势模型带来的误差, 以达到提高该模型数值稳定性的目的. 其宏观量的计算表达为

$$\rho^{\sigma} = m^{\sigma} \sum_a f_a^{\sigma} \quad (13)$$

$$\rho^{\sigma} \mathbf{u}^{\sigma} = m^{\sigma} \sum_a f_a^{\sigma} \mathbf{e}_a + \frac{\delta t}{2} \mathbf{F}^{\sigma} \quad (14)$$

改进模型的各组分离散 LB 方程中的速度  $\mathbf{u}^{\text{eq}}$  是由式(5)计算获得. 混合流体的整体速度的表达式为

$$\mathbf{u} = \frac{\sum_{\sigma} \rho^{\sigma} \mathbf{u}^{\sigma}}{\sum_{\sigma} \rho^{\sigma}} \quad (15)$$

此时系统的状态方程仍是式(10).

## 2 模拟结果

### 2.1 模型的比较

通过两相流的数值算例对改进模型与伪势模型进行比较. 在模拟中, 使用  $100 \times 100$  格子的计算区域, 边界都设为周期边界. 初始时, 由组分 1 流体形

成的液泡在区域的中央, 其余部分布满组分 2 流体. 液泡的半径为 40 格子. 为了方便, 这部分以两组分流体松弛时间的比值  $\tau_1/\tau_2$  来体现它们的粘度差.

用两个模型模拟时, 组分 2 流体的松弛时间  $\tau_2$  保持一致, 取组分 1 流体的松弛时间  $\tau_1 > \tau_2$ . 图 1 是模拟同一  $\tau_2$  时, 两个模型所能达到的最大松弛时间比值  $(\tau_1/\tau_2)_{\text{max}}$ . 本文图表中的数据均为量纲一.

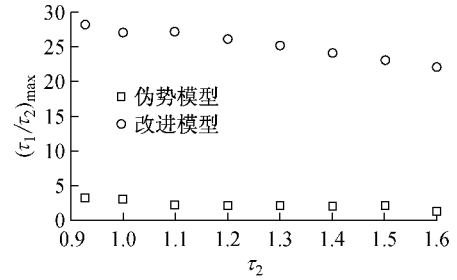


图 1 两个模型在相同  $\tau_2$  下的最大松弛时间比值

Fig.1 Comparison of maximal ratio of relaxation time at the same  $\tau_2$  with the two models

由于伪势模型的限制,  $\tau_2$  的取值仅在 0.93 ~ 1.6 之间. 从图 1 可以看出, 伪势模型所能计算的松弛时间比值很小, 最大的  $(\tau_1/\tau_2)_{\text{max}}$  仅为 3 左右, 而本文改进模型所能计算的松弛时间比值远大于 3, 几乎都在 20 以上. 这也就说明改进模型在模拟拥有大粘度差两相流时, 相对伪势模型而言具有很大的优势.

再看两个模型在虚假速度上的表现. 虚假速度是 LB 方法在模拟不可溶流体时, 在相界面上会出现的非真实的速度. 过大的虚假速度不但会影响数值结果的正确性, 还可能导致计算无法收敛. 图 2 是两个模型在相同松弛时间下的最大虚假速度的比较, 可以看到改进模型的虚假速度基本都要比伪势模型的小一个数量级, 这对于计算的稳定性很有好处.

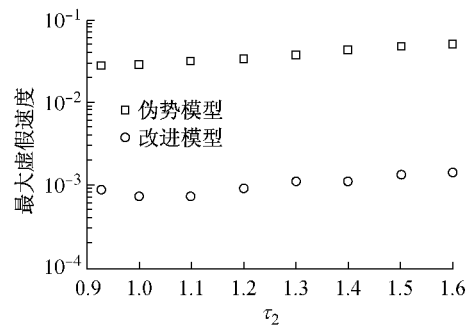


图 2 两个模型在相同松弛时间下的最大虚假速度

Fig.2 Comparison of maximal spurious velocity at the same relaxation time with the two models

### 2.2 沥青与水的分离

用第 1.2 节所述的改进 LB 模型对沥青与水的

两相分离进行模拟. 计算区域为  $100 \times 100$  格子, 四周都设为周期边界, 初始时刻, 沥青与水的密度都有一个随机的小扰动.

由于沥青在沥青发泡过程中的温度基本保持在  $100\text{ }^{\circ}\text{C} \sim 160\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 在这个温度阶段, 沥青与水的粘度差并不像常温的时候那么大. 此时它们的粘度比大约为 2 000 倍. 这里分别把沥青和水的松弛时间设为 5.02 和 0.502, 那么通过式(3)可得它们的粘度比为 2 260 倍. 图 3 给出了沥青与水在不同时刻的分离过程, 其中黑色的是沥青, 白色的是水. 可以看出, 该模型在计算这样大粘度差的情况下, 仍然具有较好的稳定性. 相比之下, 伪势模型对于拥有如此大粘度差的两相流是无法计算的.

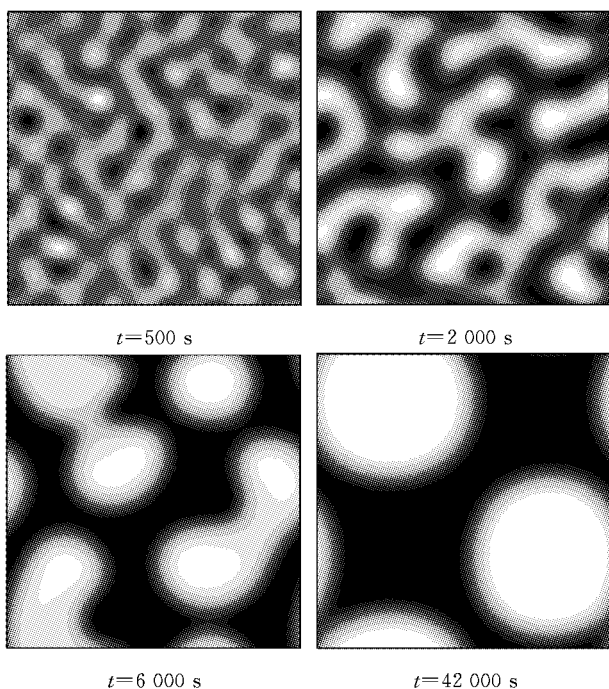


图 3 沥青与水的相分离过程

Fig.3 Phase separation process of asphalt and water

现在来证明该模型的正确性. 根据拉普拉斯定律, 液泡内外压力差  $P_{\text{in}} - P_{\text{out}}$ , 半径  $R$  和表面张力  $\lambda$  存在如下关系<sup>[18]</sup>:

$$p_{\text{in}} - p_{\text{out}} = \frac{\lambda}{R} \quad (16)$$

用中央液泡模型计算了该粘度差不同半径的两相流, 所得到的内外压力差与半径倒数的关系如图 4 所示. 显然, 它们呈线性关系, 即改进模型计算结果是符合拉普拉斯定律的. 这也说明该模型可用于对于拥有大粘度差的多相流体的模拟.

### 2.3 粘性指进现象

粘性指进现象是一种粘度小的流体驱替粘度较

大的流体时产生的一种不稳定界面现象. 为了展示改进 LB 模型的动态性能, 用它模拟在管道中的指进现象. 在模拟中使用  $X \cdot Y = 400 \times 66$  格子的计算区域, 其中,  $X$  和  $Y$  分别为长和宽. 该计算区域上下为墙边界, 左右分别为速度入口和速度出口. 模拟开始时, 组分 1 流体充满着整个计算区域. 随后组分 2 流体从左边界进入管道, 推动组分 1 流体向右运动. 为了避免边界对模拟流体的影响, 左右边界的速度分别设为与管道宽度坐标  $y$  相关的速度  $u = 4u_0 y(1 - y/Y)/Y$ , 其中,  $u_0$  为参考速度(量纲一).

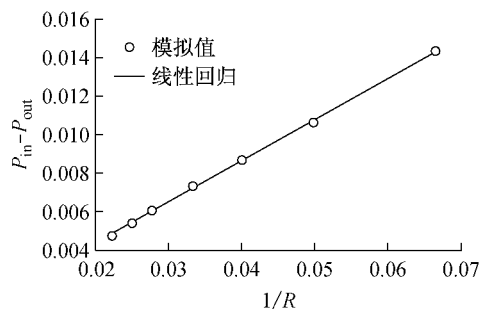


图 4 液泡内外压力差与其半径倒数的关系

Fig.4 Pressure differences of the bubble inside from the bubble outside changing with  $1/R$

图 5 和图 6 展示了两组分流体粘度比  $\nu_1 / \nu_2$  分

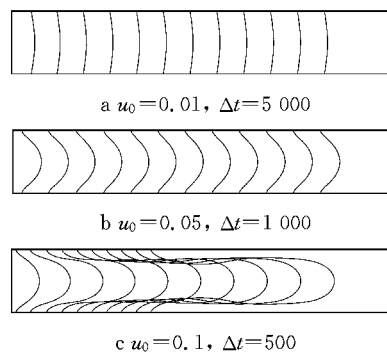


图 5  $\nu_1 / \nu_2 = 1$  时的指进现象演化

Fig.5 Finger evolution for  $\nu_1 / \nu_2 = 1$

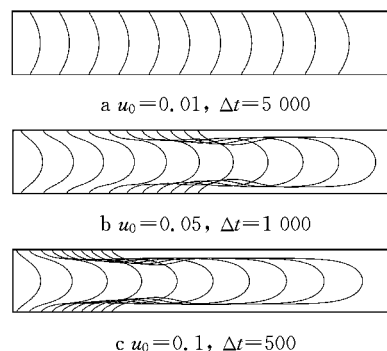


图 6  $\nu_1 / \nu_2 = 10$  时的指进现象演化

Fig.6 Finger evolution for  $\nu_1 / \nu_2 = 10$

别为1和10时,  $u_0$  分别为0.01, 0.05和0.1的指进现象演化过程的模拟结果. 图中的曲线描述的是每经过  $\Delta t$  时刻, 两组分流体的相界面. 可以看到, 在同一  $\nu_1/\nu_2$  下, 随着  $u_0$  的增大, 指进现象趋于明显. 而在同一  $u_0$  下, 较大的  $\nu_1/\nu_2$  所形成的指进程度更大. 尤其在  $u_0=0.05$  时, 较小的  $\nu_1/\nu_2=1$  还未能出现明显的指进现象, 而较大的  $\nu_1/\nu_2=10$  已经形成指进现象. 这些模拟结果的观察与文献[18]中使用伪势模型所得的结果是一致的.

然而, 伪势模型对于  $\nu_1/\nu_2$  大于10的指进现象模拟无法得到稳定的结果[18]. 经测试发现, 本文的改进模型在  $\nu_1/\nu_2$  大于2 000时依然能得到稳定的指进模拟结果. 同样将两组分流体的松弛时间分别设为5.02和0.502, 即  $\nu_1/\nu_2=2\,260$ . 此时的指进现象演化结果如图7所示, 即使在很小的  $u_0$  ( $u_0=0.01$ ) 下, 相界面已经具有较大的弯曲, 指进现象快要形成. 同时, 在较大的  $u_0$  下, 所形成的指进幅度也比  $\nu_1/\nu_2=10$  要大得多.

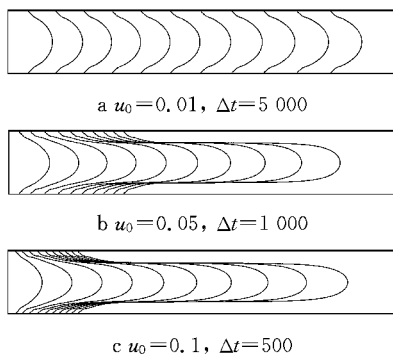


图7  $\nu_1/\nu_2=2\,260$  时的指进现象演化  
Fig.7 Finger evolution for  $\nu_1/\nu_2=2\,260$

## 2.4 改进模型的能力

从第2.1~2.3节可以看到, 改进模型所能计算的多组分流体的粘度差, 要比伪势模型大得多. 在这一部分, 展示改进模型模拟不同组分粘度差的能力. 这里采用  $(\nu_1/\nu_2)_{\max}$  来衡量这一能力.

模拟的对象仍然是中央液泡两相流模型, 液泡的半径为40格子, 计算区域为  $100 \times 100$  格子, 四周为周期边界. 做若干组数值模拟, 分别用不同组分2流体(液泡外)的粘度  $\nu_2$  的大小, 相应地取组分1流体(液泡内)的粘度  $\nu_1 > \nu_2$ , 以得到每个  $\nu_2$  所对应的最大粘度比值  $(\nu_1/\nu_2)_{\max}$ .

模拟结果如图8所示,  $\nu_2$  的值从  $3.33 \times 10^{-4}$  至4.5, 而  $(\nu_1/\nu_2)_{\max}$  的值则相应的由4 510倍降至1倍. 当  $\nu_2$  较小时, 由于  $(\nu_1/\nu_2)_{\max}$  的分母很小, 所以比较容易能得到较大的粘度比值. 随着粘性的增大, 各

组分的松弛时间也相应地增大. 较大的松弛时间, 会造成系统不稳定, 所以当  $\nu_2$  超过3.5(松弛时间为11)以后, 两组分的松弛时间都变得较大, 此时的  $(\nu_1/\nu_2)_{\max}$  基本只有1倍. 然而, 若要模拟拥有一定粘度差且粘度都较大的两组份流体, 只需取较小的  $\nu_2$ , 并根据式(3)选择适当的  $\delta x$  和  $\delta t$ , 这样就可以使用较小的松弛时间来计算. 可见, 该改进模型对于具有大粘度差两相流的模拟有较好的适用性.

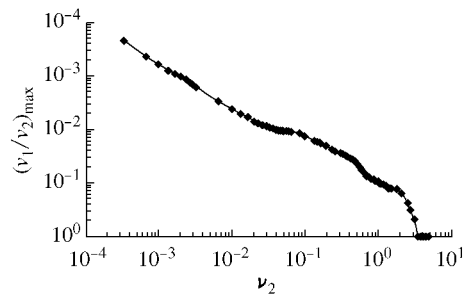


图8 改进模型最大黏性比值与  $\nu_2$  的关系  
Fig.8 The maximal ratio of viscosities changing with  $\nu_2$  by improved model

## 3 结论

通过修改伪势模型中力的添加形式, 将粒子作用力离散后添加到LB方程中, 大大增加了模型的数值稳定性, 使得改进后的伪势模型能够模拟具有大粘度差的两相流. 用两种模型对中央液泡算例进行模拟对比, 改进模型不但比伪势模型能计算更大的粘度范围, 而且它能模拟的两相流的粘度差要大得多. 另外, 在同等条件下, 改进模型得到的虚假速度也要比伪势模型小得多. 利用改进模型模拟了沥青与水这样拥有大粘度差的不互溶两相流体的分离, 得到了稳定的结果, 并且通过拉普拉斯定律验证了模型的正确性和有效性. 此外, 模拟了管道中的粘性指进现象, 展现了改进模型的动态性能. 最后还展示了改进模型在不同粘度下所能够模拟的两相流体的最大粘度差. 当其中一种流体的粘度很小的时候, 它能得到的两组分最大粘度比值可达到4 510倍. 该改进模型为大粘度差的多组分流体的模拟提供了可行工具, 为沥青发泡这样复杂流动的模拟打下了坚实的基础.

## 参考文献:

- [1] 王安麟, 咎鹏宇, 零霏. 利用工程化方法分析沥青发泡过程参数的敏感性[J]. 建筑材料学报, 2012, 15(2): 218.

- WANG Anlin, ZAN Pengyu, LING Fei, et al. An engineering method for parameter sensitivity analysis of asphalt foaming [J]. *Journal of Building Materials*, 2012, 15(2): 218.
- [2] He G P, Wong W G. Effects of moisture on strength and permanent deformation of foamed asphalt mix incorporating RAP materials[J]. *Construction and Building Materials*, 2008, 21(1): 30.
- [3] 李峰, 黄颂昌, 徐剑. 泡沫沥青衰变方程与发泡特性评价[J]. *同济大学学报: 自然科学版*, 2011, 39(7): 1031.  
LI Feng, HUANG Songchang, XU Jian. Foamed bitumen decay equation and bitumen foaming characteristics evaluation[J]. *Journal of Tongji University: Natural Science*, 2011, 39(7): 1031.
- [4] 徐金枝, 赫培文. 沥青发泡性能评价指标及优化设计研究[J]. *建筑材料学报*, 2011, 14(6): 776.  
XU Jinzhi, HAO Peiwen. Research on the evaluation index and optimization design of asphalt foaming characteristics [J]. *Journal of Building Materials*, 2011, 14(6): 776.
- [5] Aidun C K, Clausen J R. Lattice-boltzmann method for complex flows[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2010, 42: 439.
- [6] Zhang J. Lattice Boltzmann method for microfluidics: models and applications[J]. *Microfluidics and Nanofluidics*, 2011, 10(1): 1.
- [7] Gunstensen A K, Rothman D H, Zaleski S, et al. Lattice Boltzmann model of immiscible fluids[J]. *Physical Review A*, 1991, 43(8): 4320.
- [8] Shan X W, Chen H D. Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components [J]. *Physical Review E*, 1993, 47(3): 1815.
- [9] Swift M R, Orlandini S E, Osborn W R, et al. Lattice Boltzmann simulations of liquid-gas and binary fluid systems [J]. *Physical Review E*, 1996, 54(5): 5041.
- [10] Luo L S, Girimaji S S. Lattice Boltzmann model for binary mixtures[J]. *Physical Review E*, 2002, 66(3): 035301.
- [11] Shan X W, Doolen G. Multicomponent Lattice Boltzmann model with interparticle interaction[J]. *Journal of Statistical and Physics*, 1995, 81(1): 379.
- [12] Shan X W. Multi-component Lattice Boltzmann model from continuum kinetic theory[J]. *Physical Review E*, 2010, 81(4): 045701.
- [13] Shan X W. Analysis and reduction of the spurious current in a class of multiphase Lattice Boltzmann models [J]. *Physical Review E*, 2006, 73(4): 047701.
- [14] Kang Q, Zhang D, Chen S. Immiscible displacement in a channel: simulations of fingering in two dimensions [J]. *Advances in Water Resources*, 2004, 27(1): 13.
- [15] Kupershtokh A L. Criterion of numerical instability of liquid state in LBE simulations[J]. *Computers and Mathematics with Applications*, 2010, 59(7): 2236.
- [16] Martys N S, Chen H D. Simulation of multicomponent fluids in complex three-dimensional geometries by the Lattice Boltzmann method[J]. *Physical Review E*, 1996, 53(1): 743.
- [17] Guo Z L, Zheng C G, Shi B C, et al. Discrete lattice effects on the forcing term in the Lattice Boltzmann Method[J]. *Physical Review E*, 2002, 65(4): 046308.
- [18] Rothman D H, Keller J M. Immiscible cellular-automaton fluids [J]. *Journal of Statistical Physics*, 1988, 52(3): 1119.

~~~~~

(上接第 835 页)

- [7] Housner G W. Limit design of structures to resist earthquakes [C]//*Proceedings of the First World Conference on Earthquake Engineering*. Berkely: [s. n.], 1956: 1-13.
- [8] Chao S H, Goel S C, Lee S S. A seismic design lateral force distribution based on inelastic state of structures [J]. *Earthquake Spectra*, 2007, 23(3): 547.
- [9] Leelataviwat S, Goel S C, Stojadinovic B. Energy-based seismic design of structures using yield mechanism and target drift[J]. *Journal of Structural Engineering, ASCE*, 2002, 128(8): 1046.
- [10] Leelataviwat S, Saewon W, Goel S C. Application of energy balance concept in seismic evaluation of structures[J]. *Journal of Structural Engineering, ASCE*, 2009, 135(2): 113.
- [11] Miranda E, Bertero V V. Evaluation of strength reduction factors for earthquake-resistant design [J]. *Earthquake Spectra*, 1994, 10: 357.
- [12] GB 50011—2010 建筑抗震设计规范[S]. 北京: 中国工业出版社, 2010.  
GB 50011—2010 Code for seismic design of building [S]. Beijing: China Architecture and Building Press, 2010.
- [13] 孙国华, 顾强, 何若全, 等. 基于滞回耗能谱的钢板剪力墙结构性能设计方法[J]. *建筑结构学报*, 2011, 32(11): 126.  
SUN Guohua, GU Qiang, HE Ruohan, et al. Performance based seismic design of steel plate shear walls using hysteretic energy spectrum[J]. *Journal of Building Structures*, 2011, 32(11): 126.
- [14] European Committee for Standardization. Eurocode 8 Design of structures for earthquake resistance [S]. Brussels: European Committee for Standardization, 2004.
- [15] Chopra A K, Goel R K. A modal pushover analysis procedure for estimating seismic demands for buildings[J]. *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, 2002, 31(3): 561.