

颗粒质量导致的电流变液结构演化特征^{*}

赵晓鹏[†] 高秀敏 郜丹军 钟鸿飞

(西北工业大学电流变技术研究所, 西安 710072)

(2001 年 9 月 2 日收到, 2001 年 11 月 6 日收到修改稿)

考虑电流变液颗粒质量的影响及多粒子近程相互作用, 利用等效平板电导模型, 由分子动力学方法模拟了泊肃叶流动状态下电流变液结构的演化过程特征, 设计制作了实验装置, 观测了泊肃叶流动行为, 并与模拟结果进行比较. 研究表明: 在外电场作用下, 计及颗粒质量效应后, 电流变液结构演化中跃迁区速度变化的峰值减小, 进入柱塞区状态的时间延长, 柱塞区的宽度加大, 且颗粒质量越大, 效应越显著. 实验观测的泊肃叶流动行为与模拟结果基本相符, 且观察到极板壁上的颗粒静止不动, 证明了“极板壁上颗粒静止不动”这一假设的正确性.

关键词: 电流变液, 泊肃叶流动, 等效平板电导模型, 结构演化

PACC: 4760, 6620, 4750, 6210

1. 引 言

电流变液(electrorheological fluid, ER)在外电场作用下性能可以调控, 因而引起科技界广泛的重视^[1-3]. 泊肃叶流动(Poiseuille flow)是电流变器件一种主要工作方式, 对电流变液阻尼器、离合器、液压阀等器件的设计有很重要的意义^[4].

早期的理论研究中, 电流变液泊肃叶流动采用连续介质模型, 然而连续介质模型没有考虑电流变液在外电场作用下的内部结构变化. 事实上, 电流变液在外电场的作用下会排成疏密不均的链状或柱状结构. Tamura 和 Doi 用偶极子模型模拟电流变液的泊肃叶流动, 将极化颗粒等效为电偶极子, 用分子动力学方法模拟电流变液的泊肃叶流动, 得到与实验相似的一些结果^[5]. Gao 等考虑边缘效应用偶极子的分子动力学模拟得到电流变液泊肃叶流动中颗粒运动速度不仅有柱塞区, 同时在接触区还出现“呼吸式”的跃迁状态^[6].

偶极子模型有其自身的不足. 按照偶极子模型, 电流变液的静态剪切强度与电场强度成平方关系, 这与实验观察到的指数小于平方的关系相矛盾^[7], 特别是偶极子模型没有考虑大量颗粒的多体近程相互作用. Foulc 和 Felici 提出了半球电导模型, 预测的

静态剪切强度与电场强度关系与实验结果相符^[8,9]. 然而由于模型的非线性特征, 使得难以用于计算颗粒多体相互作用的问题. Gao 等提出等效平板电导模型^[10,11], 将颗粒相互作用的非线性问题约化成线性叠加, 大大简化了计算, 而且可以方便地计算多颗粒相互作用问题. 近来我们又考虑多粒子近程相互作用, 得到了在泊肃叶流动过程中电流变液流动特性, 并首次模拟出三维结构演化图^[12].

然而在过去的所有研究中, 为了使计算方便易行, 颗粒的质量均被忽略掉. 这样所得研究结果只适合于体积分数较小和低 Re 数的情况. 本文首次考虑了颗粒质量的影响, 计及颗粒相互作用力公式中惯性项的效应, 应用等效平板电导模型, 采用分子动力学方法研究电流变液泊肃叶流动特性. 所得结果与不考虑颗粒质量影响的电流变液对比, 并与实验观测的泊肃叶流动行为进行比较. 此模型更接近于实际, 在泊肃叶流动的剪切应力作用下普遍实用.

2. 电流变液结构演化方程与模拟

2.1. 模拟方法

假设电流变液为一均匀分散的悬浮体, 分散颗粒为球形, 直径为 δ , 相对介电常数为 K_p , 质量为

^{*} 国家自然科学基金重点项目(批准号: 59832090)和国家杰出青年科学基金(批准号: 50025207)资助的课题.

[†] 通讯联系人. 电话: 029-8495950; E-mail: xpzhao@nwpu.edu.cn.

m 连续相为近绝缘液体,相对介电常数为 K_f ,黏度为 η ,流体限制在间距为 L_z 的平行电极板间,电极板上施加均匀剪切流 $\gamma \cdot e_x$, γ 为剪切应变.未加电场时,流体中的颗粒任意分布,施加电场后,颗粒之间产生静电相互作用力,在电场及剪切流场作用下,球形颗粒在泊肃叶流动的剪切应力作用下的运动方程为^[6]

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = \sum \mathbf{F}_i = \mathbf{F}_i^{\text{el}} - 3\pi\delta\eta \left(\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} - \dot{\gamma} z_i \mathbf{e}_x \right) + \mathbf{R}_i, \quad (1)$$

其中 \mathbf{r}_i 是第 i 个颗粒在时刻 t 时的位置, m 是颗粒的质量.右端第一项 \mathbf{F}_i^{el} 为作用在第 i 个颗粒上的静电作用力,第二项为 Stokes 黏滞剪切力,第三项 \mathbf{R}_i 是布朗力,这两个力通过连续相作用在第 i 个颗粒

上.考虑到颗粒受到极化作用力,颗粒碰撞时的排斥力,颗粒与电极间的短程排斥力,颗粒受的总镜像力,可将(1)式化为

$$m \frac{d^2 \mathbf{R}_i}{dt^2} = \sum_{j \neq i} [\mathbf{F}_{ij}(\mathbf{R}_{ij}) + \mathbf{F}_{ij}^{\text{rep}}(\mathbf{R}_{ij})] + \mathbf{F}_i^{\text{self}} + \mathbf{F}_i^{\text{wall}} - 3\pi\delta\eta \left(\frac{d\mathbf{R}_i}{dt} - \dot{\gamma} z_i \mathbf{e}_x \right) + \mathbf{R}_i \quad (2)$$

式中 $\mathbf{F}_{ij}(\mathbf{R}_{ij})$ 为在 r_j 处的 j 颗粒对 i 颗粒的极化作用力, $\mathbf{F}_{ij}^{\text{rep}}(\mathbf{R}_{ij})$ 为颗粒碰撞时的短程排斥力, $\mathbf{F}_i^{\text{self}}$ 为总镜像力, $\mathbf{F}_i^{\text{wall}}$ 为颗粒与极板之间短程排斥力.利用等效平板电导模型,两颗粒之间的极化作用力^[11]

$$\mathbf{F}_{ij}(\mathbf{R}_{ij}) = f(D_x, D_z + 2 \cdot r_{\text{eq}}) + f(D_x, D_z - 2 \cdot r_{\text{eq}}) - 2 \cdot f(D_x, D_z), \quad (3)$$

其中

$$f(D_x, D_z) = \frac{\sigma^2 a^2}{4\pi\epsilon_f} \int_{-1}^1 dx_1 \int_{-1}^1 dx_2 \int_{-\sqrt{1-x_1^2}}^{\sqrt{1-x_1^2}} dy_1 \int_{-\sqrt{1-x_2^2}}^{\sqrt{1-x_2^2}} dy_2 \frac{(D_x + x_1 - x_2)\mathbf{i}_p + (y_1 - y_2)\mathbf{j} + D_z\mathbf{i}_0}{[(D_x + x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + D_z^2]^{3/2}} dy_2, \quad (4)$$

$D_x = x_j - x_i$, $D_z = z_j - z_i$, ϵ_f 为电流变液中分散液体的介电常数, \mathbf{i}_p , \mathbf{j} , \mathbf{i}_0 是分别平行于 x , y , z 轴的单位向量, a 为粒子半径, σ 为粒子电导率.

由于颗粒之间的短程排斥力随颗粒间距离增加而迅速衰减,本文采用幂指数衰减形式^[13]

$$\mathbf{F}_{ij}^{\text{rep}}(\mathbf{R}_{ij}) = - \frac{3\rho^2}{4\pi\epsilon_0 K_f R_{ij}^4} \exp\left[-100\left(\frac{R_{ij}}{\delta} - 1\right)\right] \mathbf{e}_r. \quad (5)$$

颗粒受到的总的镜像力为

$$\mathbf{F}_i^{\text{self}} = \mathbf{F}_{ij}(0, 2 \cdot z_i) + \sum_{s=1}^{+\infty} [\mathbf{F}_{ij}(0, 2 \cdot z_i - 2 \cdot s \cdot L_z) - \mathbf{F}_{ij}(0, 2 \cdot z_i + 2 \cdot s \cdot L_z)], \quad (6)$$

L_z 为极板间距.

将上述各式带入(2)式.考虑到颗粒典型的布朗力为 F_0 的 $\alpha 10^{-6}$ ^[6],故可以忽略.在压力梯度 p' 和电场强度 E 的共同作用下,颗粒在泊肃叶流动模式中的运动方程为

$$\sum_{j \neq i} [\mathbf{F}_{ij}(\mathbf{R}_{ij}) + \mathbf{F}_{ij}^{\text{rep}}(\mathbf{R}_{ij})] + \mathbf{F}_i^{\text{self}} - 3\pi\delta\eta \left[\frac{d\mathbf{R}_i}{dt} - \frac{p'}{2\eta} z \cdot (h - z) \cdot \mathbf{e}_x \right] = G \frac{d^2 \mathbf{R}_i}{dt^2} \quad (7)$$

引入无量纲参数

$$F_0 = \frac{\sigma^2 \delta^2}{4\pi\epsilon_f}, \quad S^* = \frac{3\pi\eta\delta}{F_0} \cdot \frac{\delta^2 p'}{\eta} = \frac{12\pi^2 \epsilon_f \delta}{\sigma^2} p',$$

$$G^* = \frac{mF_0}{9\pi^2 \eta^2 \delta^4},$$

长度为 δ ,作用力为 F_0 ,时间为 $3\pi\eta\delta^2/F_0$,将(7)式无量纲化后得

$$G^* \frac{d^2 \mathbf{R}_i^*}{dt^{*2}} + \frac{d\mathbf{R}_i^*}{dt^*} = \sum_{j \neq i} [\mathbf{F}_{ij}^*(\mathbf{R}_{ij}^*) + \mathbf{F}_{ij}^{\text{rep}*}(\mathbf{R}_{ij}^*)] + \mathbf{F}_i^{\text{self}*} + S^* \frac{z_i^*(h^* - z_i^*)}{2} \cdot \mathbf{e}_x, \quad (8)$$

式中 $i, j = 1, 2, \dots, M$ (M 为颗粒的数目), h 为上下两接触区的间距, S^* 为无量纲的压力梯度,称为相对压力梯度, G^* 为惯性项系数,反映颗粒质量或体积分数的影响.由以上推导过程可知惯性项系数 G^* 是电流变液颗粒的等效质量,相当于单位体积的颗粒质量,随电流变液中颗粒体积分数的增大而增大.(8)式即为考虑颗粒质量的电流变液颗粒运动方程,具有普遍性.

2.2. 电流变液泊肃叶流动行为模拟结果及讨论

真实的电流变液中颗粒是有质量的.当电流变液具有较大的体积分数的时,颗粒会在外加电场的作用下聚集排成链或柱状结构.这时,在颗粒的运动中,惯性项引起的效应越来越明显.当体积分数的达到使惯性项系数可以与其他项系数相比拟时,惯性项

就不应被忽略.另外,流动研究的是动态响应的问题,忽略惯性项会给模拟带来一定的误差.严格地说,只有在单个小球的定常小 Re 数绕流情况下才可忽略惯性项.本文采用时间步长为 0.01 的四阶龙格-库塔法求解方程(8),对电流变液泊肃叶流动行为进行模拟.选取 $G^* = 0.1-0.4$, $S^* = 0.002$ 得到了二维速度剖面图、二维颗粒位置图、三维速度剖面演化图.

2.2.1. 二维速度剖面

分别研究了 $G^* = 0.1-0.4$ 的二维速度演化过程.表 1 给出随惯性项系数增加跃迁峰值和柱塞时间的变化.由模拟结果知:一是随着惯性项系数的增加,跃迁区速度变化的峰值减小,二是进入柱塞状态的时间比不考虑惯性项效应延长了一些.图 1 和图 2 是惯性项系数分别为 0.1 和 0.4 时的速度剖面图,可以看到跃迁区速度峰值明显减小,同时柱塞区的宽度增加.这些现象出现的原因,一方面是由于体积分数较大的电流变液颗粒的惯性效应;另外,在外电场作用下,电流变液中颗粒聚集排成链状或柱状的紧密结构.随体积分数增大,相互作用越大,链聚集越紧密,惯性效应就越增强.

表 1 不同惯性项系数的结果比较

惯性项系数	0	0.1	0.2	0.3	0.4
跃迁峰值	1.03	0.747	0.635	0.540	0.459
柱塞时间	7.8	9.3	9.4	9.4	9.4

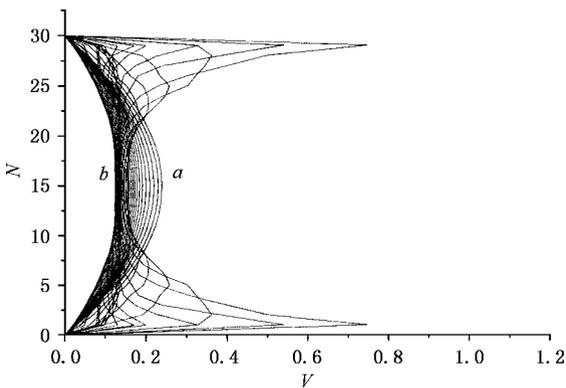


图 1 惯性项系数为 0.1 的速度剖面

2.2.2. 二维颗粒位置图

图 3 是惯性项系数为 0.3 时,电流变液中的一条链在不同时刻的位置剖面图.上下两端为接触区,颗粒不能移动.两条链之间的距离为 2.5.图中 a_1 对应起始时刻,链在压力梯度的作用下沿 x 轴方向移动,经过 9.3 单位时间进入柱塞状态 a_2 .与不考

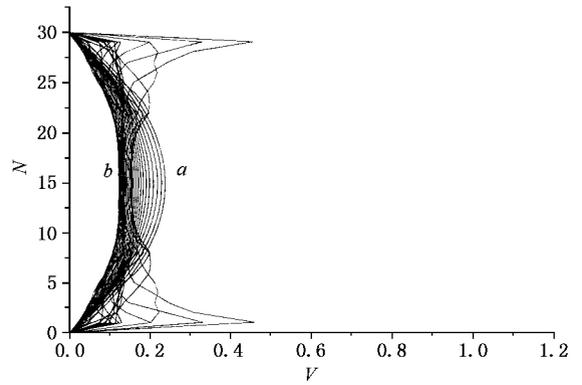


图 2 惯性项系数为 0.4 的速度剖面

虑惯性项效应的模拟结果图相比,链的弯曲程度要小.在进入跃迁状态 a_3 后,链的两端同样也出现了向前的弯曲,但程度减缓.最后,链继续向前移动,又回复到柱塞状态,此时链的中间比较平坦.

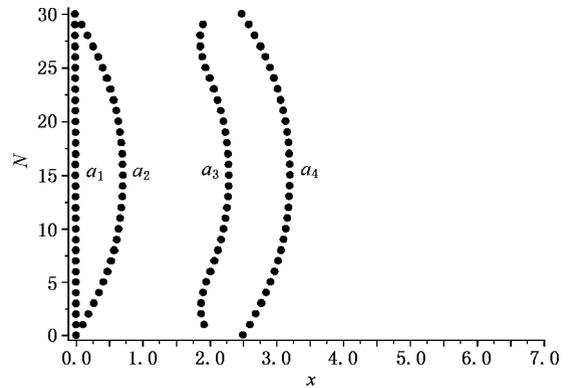


图 3 惯性项系数为 0.3 的颗粒位置剖面

2.2.3. 三维颗粒速度剖面演化特征

计算了惯性项系数 0.3 时,电流变液中三维速度剖面的演化过程.当电流变液受外加压力梯度的作用时,速度剖面呈抛物形分布;进入柱塞状态后,速度减慢,剖面中部变得平坦;进入跃迁状态后速度剖面出现了峰值(图 4(a)),随后流体又回复到柱塞状态,中部出现了更宽的柱塞区(图 4(b)).

与不考虑惯性项相比:一是跃迁区出现的峰值明显减小;二是流体回复到柱塞状态时,柱塞区的宽度增加.

3. 电流变液泊肃叶流动行为的实验观测

3.1. 实验装置及方法

图 5 是流动观察装置系统示意图.两块平行的

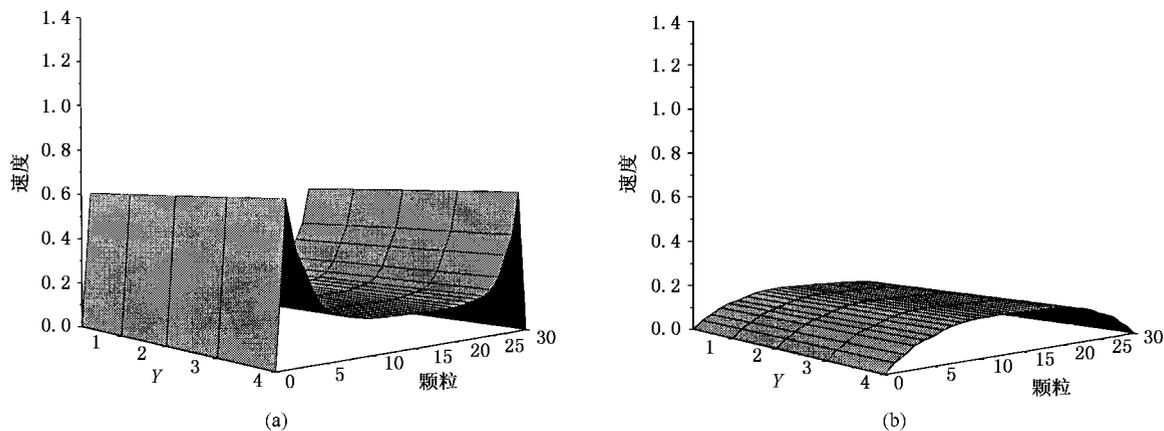


图 4 考虑惯性项效应的三维速度剖面演化图

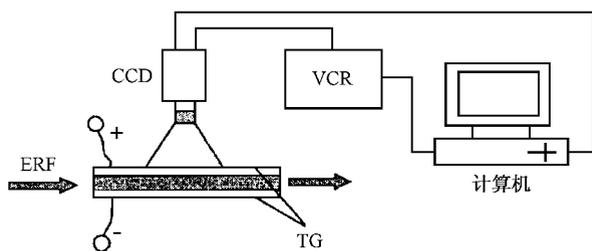


图 5 泊肃叶流动装置示意图

透明玻璃电极(Transparent Glass, TG)构成了观察电流变液泊肃叶流动的电变阀. 每块玻璃透明电极的内表面涂有一层很薄的导电膜作为电变阀的电极. 由于电极是透明的, 因此可以沿电流变液链和垂直链的两个方向观测流体的流动过程. 实验中, 以一定的流速将电流变液注入电变阀, 给两极板加电场, CCD 摄像头拍摄到电流变液在加电场时的结构演化过程, 同时可通过监视器用肉眼观察流动过程. 录像机(VCR)将这一过程记录到磁带上. 事后通过计算机附带的视频卡, 将录像机磁带中的图像通过视频接口与视频卡输入计算机, 并转换为视频文件. 通过 EZCapture 视频卡的应用程序 Video Capture 将视频图像按帧采集, 对比每一帧图像差别, 可得到电流变液流动的结构演化、速度剖面、流量等一系列数据. 本实验中还用照相机拍下了观察到的现象.

平行板电变阀由两块透明玻璃电极(一面涂有导电金属薄层, 导电性能良好)与两块普通玻璃粘合而成. 阀长 80.0mm, 截面长为 11.5mm, 宽为 6.0mm, 即两透明电极之间距离为 11.5mm, 两端有管道相接, 便于电流变液注入与流出. 两透明玻璃电极一块连导线接电源正极, 一块连导线接电源负极,

采用输出为 0—5kV 的高压直流电源. 实验中电流变液颗粒采用精制淀粉, 粒度约为 $40\mu\text{m}$, 基液是变压器油(其黏滞阻力较小), 配制成体积分数为 10% 和 20% 的两种电流变液.

3.2. 实验结果与讨论

1. 采用浓度为 10% 的电流变液, 加外电场 200V/mm 时, 链迅速形成, 在较低外加压力作用下, 链向前突出, 且在中间部分较平缓(如图 4(a)), 图中所观察现象的背景为黑色, 电流变液的链柱结构呈白色, 所得实验结果与模拟出来的二维颗粒位置(图 3)分布相符.

2. 随着压差的增加, 靠近边缘处的链与中间部分链之间最容易断裂. 中间这一部分链在压差作用下向前运动, 与别的链形成一断裂重组过程. 而靠近极板处这一段链随着压差增加, 倾斜且与极板法线的夹角增加(如图 4(a)). 若保持压差不变, 电场强度增加(电场强度为 400V/mm), 链与极板法线的夹角减小. 若首先保持电场强度不变, 增大压差, 流道宽度增加; 反之, 如果压差保持不变, 而电场强度增加, 则流道宽度减小. 压差 P 继续增大, 当 P 超过某一值 P_0 时, 靠近极板链与极板接触区的粒子断裂, 形成漂移链. 这段漂移链在向前运动过程中会与其他链重组成新的链.

3. 电场强度为 200V/mm, 在压差增加的过程中, 当压差不超过某一值 P_{max} 时, 极板处颗粒不移动, 形成接触区. 压差超过 P_{max} 时, 粘附在极板上的颗粒移动, 增加电场强度至 400V/mm, 即使压差达到 P_{max} , 吸附在极板上的颗粒也不移动. 从实验现象中还可知靠近极板处的颗粒在一定的压差作用下并没

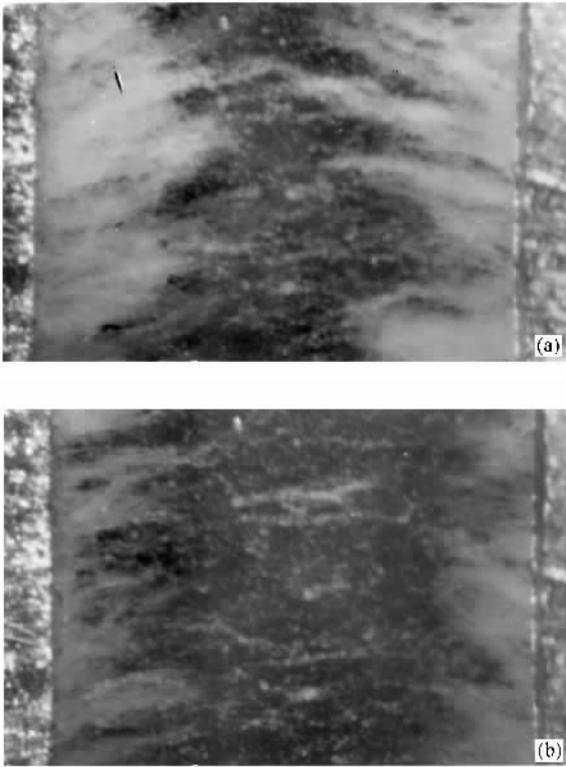


图 6 实验观察的颗粒结构演化过程图

有向前移动,而是紧紧的吸附在极板上,形成一接触区,如图 6(b)上下极板所示,进而证明了文献中“极板壁上的颗粒静止不动”这一假设的正确性。

4. 采用浓度为 20% 的电流变液,加外电场为 200V/mm. 无压差作用,电流变液形成链的速度快,进而快速转变成柱状,比浓度为 10% 的电流变液响应要好得多. 电场强度为 400V/mm,几乎在瞬间形成链柱结构,且在小压差作用下,柱状链基本上没有什么变化. 随着压差增加,柱状链向前弯曲并有明显淤积发生. 实验表明:电流变液流经平行板电流变阀的结构演化过程存在两个不同的阶段,初始阶段和后期屈服阶段. 初始阶段,固体颗粒在电场作用下凝聚并在阀中淤积滞留,极化颗粒相互作用吸引形成

沿着电场方向的柱状结构并连接到两极板. 由于柱状结构的重组时间比电流变液流动的特征时间小得多,因此,在这个过程中很容易观察到凝聚粒子形成的许多分支及分支扩散,最终充满整个流道空间. 后期屈服阶段,电流变液充满整个电流变阀,固体颗粒的沉积使流道变窄,在很大应力作用下,电流变液可形成较稳定流速. 此时,整个电流变阀分成不流动的淤积部分及流道部分,电流变液总是选择流阻最小部分形成流道.

4. 结 论

1. 随着惯性项系数的增加,跃迁区速度变化的峰值变小,进入柱塞状态的时间比不考虑惯性项效应延长了一些. 柱塞区的宽度有所增加. 体积分数越大,链聚集越紧密,惯性项效应就越明显.

2. 剪切应力作用下,电流变液颗粒位置演变过程中,链中间稍微向前突出,而且形成一较平缓的区域. 实验所得结果与模拟的二维颗粒位置图中的颗粒分布情况相符.

3. 实验发现随着压差的增加,电流变液链边缘与中间部分连接处最容易断裂. 中间这一部分链在压差作用下向前运动,可与别的链形成一断裂重组过程. 而靠近极板处这一段链随着压差增加,倾斜且与极板法线的夹角增加. 压差不变,电场强度增加,链与极板法线的夹角减小. 电场强度不变,增大压差,柱塞的宽度增加;当压力 P 超过某一值 P_a 时,靠近极板链与极板接触区的粒子断裂,形成漂移链.

4. 在压差增加的过程中,当压差不超过某一值 P_{max} 时,极板处颗粒不移动,形成接触区. 压差超过 P_{max} 时,粘附在极板上的颗粒移动;增加电场强度,即使压差达到 P_{max} ,吸附在极板上的颗粒也不移动. 实验中发现靠近极板处的颗粒在一定的压差作用下并没有向前移动,而是紧紧的吸附在极板上,形成一接触区.

[1] Block H and Kelly J P 1988 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21** 1661
 [2] Ashour O, Rogers C A and Kordasky W 1996 *J. Intell. Mat. Syst. Struct.* **7** 123
 [3] Block H and Rattray P 1995 *Progress in Electrorheology* ed K O Havelka, F E Flisko (New York: Plenum Press) p 19
 [4] Weiss K D, Carlson J D and Nixon D A 1994 *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* **5** 772

[5] Tamura H and Doi M 1992 *J. Phys. Soc. Japan.* **11** 3984
 [6] Gao X Y, Zhao X P and Zheng C Q 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 272 (in Chinese)[高向阳、赵晓鹏、郑长卿 2000 物理学报 **49** 272]
 [7] Conrad H, Shih Y and Chen Y 1994 *Developments in Electrorheological Flows and Measurement Uncertainty 2051*, ed D Siginer et al (New York: ASME) p 69
 [8] Foule J N, Atten P and Felici N 1994 *J. Electrostatic* **33** 103

- [9] Felici N ,Foule J N and Atten P 1994 *Electrorheological Fluids* edn R Tao and G D Roy (Singapore : World Scientific Press) p 139
- [10] Gao X Y , Zhao X P and Zheng C Q 1997 *Progress in Liquid Physics* (Wuhan : Wuhan University Press) p 271 (in Chinese) [高向阳、赵晓鹏、郑长卿 1997 液态物理进展(I) 武汉 : 武汉大学出版社第 271 页]
- [11] Gao X Y , Zhao X P and Zheng C Q 1998 *J. Phy. D :Appl. Phys.* **31** 3397
- [12] Zhao X P and Gao D J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1115 (in Chinese) [赵晓鹏、郜丹军 2001 物理学报 **50** 1115]
- [13] Melrose J R 1991 *Phys. Rev. A* **44** 4789

Structure evolution features of electro-rheological fluids induced by particles ' mass ^{*}

Zhao Xiao-Peng[†] Gao Xiu-Min Gao Dan-Jun Zhong Hong-Fei

(*Institute of Electrorheological Technology , Northwestern Polytechnical University , Xi 'an 710072 , China*)

(Received 2 September 2001 ; revised manuscript received 6 November 2001)

Abstract

Considering the mass effect and the short-range interaction of multi-particles , we conducted a molecular dynamic simulation of the structural evolution features of electro-rheological (ER) fluids based upon the equivalent conduction model. We also devised and constructed an equipment , then observed the Poiseuille flow. The results of the experiment were compared with those of simulation. The conclusion is that , when the mass effect is considered , the peak-value of the changing velocity in transition zone decreases , and the period to form the plug zone prolongs. The effect becomes remarkable with the increasing particles ' mass and the width of the plug zone. The Poiseuille flow observed in the experiment is in accord with the simulation. The particles clinging to the electrodes are stationary , which testifies the prophecy (particles clinging to the electrodes are stationary).

Keywords : ER fluids , multi-interaction , poiseuille flow , structure evolution

PACC : 4760 , 6620 , 4720 , 6210

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.59832090) , and the Science Foundation for Outstanding Young Scientists of China (Grant No.50025207).

[†] Corresponding author. Tel : 029-8495950 ; E-mail : xpzhao@nwpu.edu.cn.