

固液双相电流变系统流动过程的相转变特性^{*}

赵晓鹏[†] 高秀敏 高向阳 郜丹军

(西北工业大学电流变技术研究所, 西安 710072)

(2002 年 6 月 21 日收到 2002 年 8 月 9 日收到修改稿)

考虑电流变液多粒子近程相互作用, 利用等效平板电导模型, 研究了电流变液流动过程相转变点的特性, 并设计实验观察了电流变液中的这种相转变现象. 研究结果表明, 电流变液在一定压力梯度作用下发生流动, 此时为双相流; 当外加电场达到某一值时, 电流变液中颗粒不流动, 由固液双相流转变为液体单相流动, 发生场控相转变, 理论模拟结果与实验观察结果基本相符. 阈值电场随外加压力梯度的增加而加大, 随颗粒浓度的增加而减小.

关键词: 电流变液, 颗粒流, 相转变

PACC: 4760, 6620, 4750, 6210

1. 引言

颗粒系统广泛存在于自然界和工业过程中, 如各种形式的沙粒、粉末、谷粒等. 颗粒流动结构的动态和不均匀性以及随机特性是其最明显的特点, 也是当今流动定量分析与预测的难点^[1]. 物质的流动问题在工业中起着特别重要的作用, 如玻璃和药剂制造中的分离和混合, 外形修补的旋转成型, 矿物质的生产及开采、挤压研磨等过程, 产品取样(如从传输带上获取), 库存构建及拆分, 筒仓中的流动^[2]. 与传统的连续流相比较, 颗粒流表现出极为不同的行为. Walton 和 Ristow 分别在模型中采用非弹性颗粒, 用 EDM 方法模拟出了简单的颗粒流动问题^[3,4]. 较为细致的流动模拟问题已有人计算过, Hopkins 等人研究了宏观颗粒海洋冰块的流动^[5], Campbell 等人研究了地壳运动问题^[6], Cleary 等人研究处理了颗粒流问题在矿物处理过程^[7]和大块材料控制中的应用^[8]. 陆坤权等人研究了颗粒流中稀疏流到密集流的转变问题^[9]. 现有这些情况均是在自然条件、一定的压力梯度或摩擦力等作用下颗粒物质的流动问题.

电流变液(electrorheological fluid, ER 流体)是一种智能材料, 通常由高介电常数的颗粒分散在低介

电常数的绝缘油中构成. 其力学性能在外电场作用下可以调控, 因而引起科技界广泛的重视^[10-12]. 泊肃叶流动是电流变液的重要工作方式之一, 从连续介质出发研究这种流动已经取得许多有益的结果^[13]. Zhao 等按照偶极子模型和平板电导模型, 从理论和实验上研究了电流变液的泊肃叶流动^[14-17]. 电流变液的流动其实是一种电场调控的颗粒流, 深入研究这种在外加电场作用下对颗粒流动的调控有可能揭示出自然流动的本质, 并开辟对颗粒物质流动控制的新途径.

本文研究在电场调控下非空气介质中颗粒的流动问题, 特别考虑颗粒流的相转变过程, 即电场作用下电流变液由固液两相流转变为单相流的过程. 计及电流变液多粒子近程相互作用, 利用等效平板电导模型, 导出了体积流率的表达式, 计算了单链及多链相互作用时的剪切力, 模拟出体积流率随外加电场的变化曲线, 得到了相应的阈值电场, 并设计实验观察了电流变液的流动问题, 如果与理论基本符号.

2. 理论与模拟

2.1. 平板电导模型下颗粒体积流率表达式

假设电流变液为一均匀分散的悬浮体, 分散颗

^{*} 国家杰出青年科学基金(批准号 50025207)和国家自然科学基金重大研究计划(批准号 90101005)资助的课题.

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

粒为球形,直径为 δ ,相对介电常数为 K_p ,质量为 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,电极板上施加均匀电场, γ 为剪切应变.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^[15,16],

$$m \frac{d^2 R_i}{dt^2} = \sum F_i = F_i^{\text{el}} - 3\pi\delta\eta \left(\frac{dR_i}{dt} - \dot{\gamma} z_i e_x \right) + P_i, \quad (1)$$

其中 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 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 P_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,忽略布朗力可将(1)式化为

$$m \frac{d^2 R_i}{dt^2} = \sum_{j \neq i} [F_{ij}^{\text{p}}(R_{ij}) + F_{ij}^{\text{rep}}(R_{ij})] + F_i^{\text{self}} + F_i^{\text{wall}} - 3\pi\delta\eta \left(\frac{dR_i}{dt} - \dot{\gamma} z_i e_x \right), \quad (2)$$

式中 $F_{ij}^{\text{p}}(R_{ij})$ 为在 R_{ij} 处的 j 颗粒对 i 颗粒的极化作用力, $F_{ij}^{\text{rep}}(R_{ij})$ 为颗粒碰撞时的排斥力, F_i^{self} 为总镜像力, F_i^{wall} 为短程排斥力.利用等效平板电导模型,两颗粒之间的作用力^[14]

$$F_{ij}^{\text{p}}(R_{ij}) = f(D_x, D_z + 2 \cdot r_{\text{eq}}) + f(D_x, D_z - 2 \cdot r_{\text{eq}}) - 2 \cdot f(D_x, D_z), \quad (3)$$

其中

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

$D_x = x_j - x_i$, $D_z = z_j - z_i$, ϵ_f 为电流变液中分散液体的介电常数, i_p, j, i_θ 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^[18]

$$F_{ij}^{\text{rep}}(R_{ij}) = -\frac{3p^2}{4\pi\epsilon_0 K_f R_{ij}^4} \exp\left[-100\left(\frac{R_{ij}}{\delta} - 1\right)\right] e_r. \quad (5)$$

颗粒受到的总的镜像力为

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

引入无量纲参数:作用力 F_0 , 等效压力梯度 $S^* =$

$\frac{3\pi\delta^3}{F_0} \cdot p'$, 惯性项系数 $G^* = \frac{mF_0}{9\pi^2 \eta^2 \delta^2}$, 长度 δ , 时间 $3\pi\eta\delta^2/F_0$, 进行无量纲化后

$$G^* \frac{d^2 R_i^*}{dt^{*2}} + \frac{dR_i^*}{dt^*} = \sum_{j \neq i} [F_{ij}^*(R_{ij}^*) + F_{ij}^{\text{rep}*}(R_{ij}^*)] + F_i^{\text{self}*} + S^* \cdot \frac{z_i^* (h^* - z_i^*)}{2} \cdot e_x. \quad (7)$$

依据文献[15]中的电流变液体积流量的形式将

等效压力梯度 $S^* = \frac{3\pi\delta^3}{F_0} \cdot p'$ 代入得体积流量为

$$\alpha = \begin{cases} \left(1 - \frac{c^* F_0}{3\pi\delta^3 P'}\right) \cdot \left(1 + \frac{c^* F_0}{6\pi\delta^3 P'}\right) & S^* > c^*, \\ 0 & S^* \leq c^*, \end{cases} \quad (8)$$

式中 F_0 为电流变液的剪切力.下面确定电流变液剪切力表达式.

2.2. 平板电导模型单链情况下剪切力

由链中电场分布的周期性可知,介质界面上的电荷是正负相间的等量电荷.相距较近平板底面间的作用力为电荷之间的作用力,间距较远平板底面的作用力为电荷之间作用力,则某一粒子的一边有 N 个粒子,则它所受到的总的吸引力为

$$F = \sum_{i=1}^N F_i = \frac{\pi a^2 (E_f \epsilon_f - E_p \epsilon_p)^2}{4\epsilon_f} \left\{ 2 - \frac{a^2}{(D - 2r_{\text{eq}})^2} + \sum_{i=1}^N a^2 \left[\frac{1}{(iD - 2r_{\text{eq}})^2} - \frac{2}{(iD)^2} + \frac{1}{(iD + 2r_{\text{eq}})^2} \right] \right\}, \quad (9)$$

则剪切力 $F_0 = F \sin\theta$, 式中 θ 为剪切时链的倾斜角.平板间的电场为 E_t , 平板内部电场为 E_p ,

$$\frac{(1-A) \cdot E_f + 2AE_c \cdot [(\sqrt{E_f/E_c} - 1) \cdot \exp(\sqrt{E_f/E_c}) + 1]}{\Gamma} + E_f \cdot \left(\frac{D}{2r_{eq}} - 1 \right) - E_0 \frac{D}{r_{eq}} = 0, \quad (10)$$

$$E_p = \frac{E_0 D - E_f (D - 2r_{eq})}{2r_{eq}}, \quad (11)$$

式中 D 为两平板的间距, r_{eq} 为平板等效厚度, 可由下式给出:

$$r_{eq} = a \cdot (1 - [0.462 + 0.031 \cdot \lg A - 0.042 \lg \Gamma + 0.285 \cdot \lg(E_0/E_c)]^2)^{1/2}, \quad (12)$$

其中, $\Gamma = \sigma_p / \sigma_f(0)$ 是零电场时颗粒和液体油的电导率之比, E_0 是外加电场强度, A , E_c 是依赖于液体的常数.

2.3. 考虑多链近程相互作用时剪切力

一般地, 对于 n 条链的平面密排结构, 剪切力计算公式为

$$F_x = F_{nc} \cdot i_x,$$

式中 i_x 为剪切方向上的单位矢量,

$$F_{nc} = nF_s + F_{nc}^{\text{mutual}},$$

$$F_{nc}^{\text{mutual}} = \sum_{j=1}^n (n-j) \sum_{i=1}^n [f(iD_1 - d_1 - 2r_{eq} - jp_{2c}, jq_{2c}) + f(iD_1 - d_1 + 2r_{eq} - jp_{2c}, jq_{2c}) - 2f(iD_1 - d_1 - jp_{2c}, jq_{2c}) + f(iD_1 + d_1 - 2r_{eq} + jp_{2c}, -jq_{2c}) + f(iD_1 + d_1 + 2r_{eq} + jp_{2c}, -jq_{2c}) - 2f(iD_1 + d_1 + jp_{2c}, -jq_{2c})], \quad (13)$$

其中 $D_1 = D/\cos\theta$, $p_{2c} = \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{1}{2}\tan\theta\right)D\sin\theta$, $q_{2c} = \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{1}{2}\tan\theta\right)D\cos\theta$, $d_1 = \frac{D}{2}\cos\theta$.

式中

$$f(D_z, D_x) = \int \frac{\sigma^2}{4\pi\epsilon_f} \cdot \frac{r ds_1 ds_2}{r_3} = \frac{\sigma^2 a^2}{4\pi\epsilon_f} \int_{-1}^1 dx_1 \int_{-1}^1 dx_2 \int_{-\sqrt{1-x_1^2}}^{\sqrt{1-x_1^2}} dy_1 \int_{-\sqrt{1-x_2^2}}^{\sqrt{1-x_2^2}} \frac{(D_x + x_1 - x_2)i_p + (y_1 - y_2)j + D_z i_\theta}{[(D_x + x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + D_z^2]^{3/2}} dy_2$$

$$= \frac{\sigma^2 a^2}{4\pi\epsilon_f} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \frac{2(D_x + x_1 - x_2)i_p + 2D_z i_\theta}{(D_x + x_1 - x_2)^2 + D_z^2} \left[\sqrt{(D_x + x_1 - x_2)^2 + D_z^2 + 2 - x_1^2 - x_2^2 + 2\sqrt{(1-x_1^2)(1-x_2^2)}} - \sqrt{(D_x + x_1 - x_2)^2 + D_z^2 + 2 - x_1^2 - x_2^2 - 2\sqrt{(1-x_1^2)(1-x_2^2)}} \right] dx_2 dx_1, \quad (4)$$

i_θ 是平行于链的单位向量, $i_p = i_\theta \times (i_{AB} \times i_\theta)$, i_p 是所计算的两个颗粒 A, B 所在的链构成的平面上垂直于链的单位向量, $j = i_\theta \times i_p$.

3. 理论结果与讨论

将单链情况下的剪切力代入颗粒体积流率方程. 计算机模拟电流变液在不同外加压力梯度作用的情况下, 颗粒体积流率随外加电场的变化曲线, 如图 1. 由图可见, 在等效外加电场较小时, 电流变液中颗粒流率几乎不随外加电场变化; 当外加电场较大时, 颗粒的体积流率随外加电场的增大而迅速减小, 直至为零. 可见, 在外加电场的作用下, 电流变液中颗粒由流动转为不流动, 此时电流变液发生相变, 由双相流转变为单相流. 相变的阈值电场随外加等效压力梯度的增加而增加.

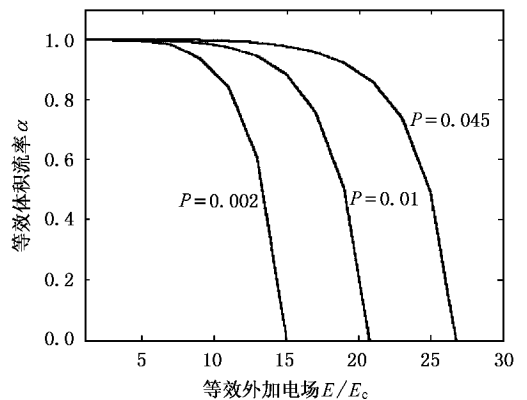


图 1 等效压力梯度不同, 体积流率随外加电场的变化曲线

将电流变液密排结构时的剪切力代入颗粒体积流率方程. 模拟不同电流变液等效浓度, 电流变液颗粒体积流率随外加电场的变化规律如图 2. 由图可

见,当外加电场值一定时,浓度越高,体积流率越小.等效体积流率随外加电场的增加而减小,直至零,此时发生相变,且相变的阈值电场随等效浓度的增加而减小.电流变液的浓度越低,体积流率的变化曲线越与单链情况时的变化曲线相似.与单链情况相比,体积流率随电场的变化也比较平缓.分析其原因,是此处考虑了电流变液的多链近程相互作用,使得剪切力随外加电场的变化比较平缓,浓度较小时,多链近程相互作用迅速减弱,趋于单链情况.

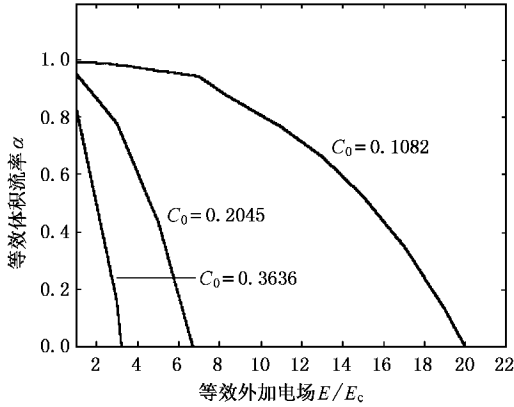


图2 浓度梯度不同,体积流率随外加电场的变化曲线

4. 实验装置及结果

4.1. 实验装置及方法

图3是流动观察装置系统示意图.两块平行的透明玻璃电极(transparent glass, TG)构成了观察电流变液泊肃叶流动的电流变阀.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流变阀的电极.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流变阀,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EZ/Capture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.

平行板电流变阀由两块透明玻璃电极(一面涂

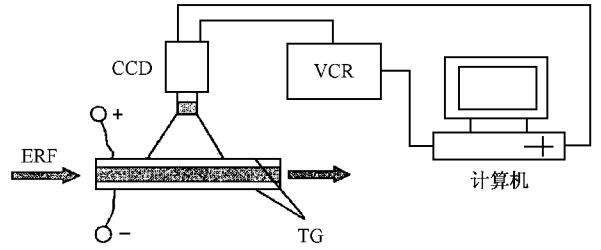


图3 泊肃叶流动装置示意图

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),配制成电流变液.

4.2. 实验结果与讨论

实验观察到电流变液在一定的压力梯度作用下的相转变过程.当外加电场较小时,电流变液中的颗粒链柱在压力梯度作用下断裂,断裂颗粒链在电流变液流动中随基液一起流动^[17],此时为固液双相流,电流变液中的颗粒体积流率随外加电场的增加而减小.继续增加电场达到某一阈值时,颗粒之间的相互作用较强,链柱停止断裂和流动,且在压力梯度作用下颗粒链柱发生弯曲,链柱中间湾曲程度较小,极板处链柱倾斜较大,此时只有电流变液的基液在流动,固液双相电流变系统由固液双相流转变为液态单相流,发生了场控相转变.实验的结果与理论模拟基本符合,图4为发生相转变时实验照片.图4(a)为极板间实验情况,由图可见,在外加电场和等效压力梯度共同作用下,固液双相电流变液中固相颗粒由于相互作用而停止流动,且所形成的颗粒链柱发生弯曲,链柱中间段弯曲比较平缓,极板附近的链柱倾斜较大.图4(b)为极板端面附近实验情况,图中白颜色的一侧为有极板存在的区域,另一侧为无极板区域.白颜色为不流动的电流变液固相颗粒,另一侧为仍在流动的电流变液中的液相基液.固液双相电流变液中固相颗粒由于相互作用而停止流动,但是,液相基液仍然在外加等效压力梯度的作用下流动.我们观察到在外加电场和等效压力梯度的作用下,当电场强度超过某一临界值时,电流变液的

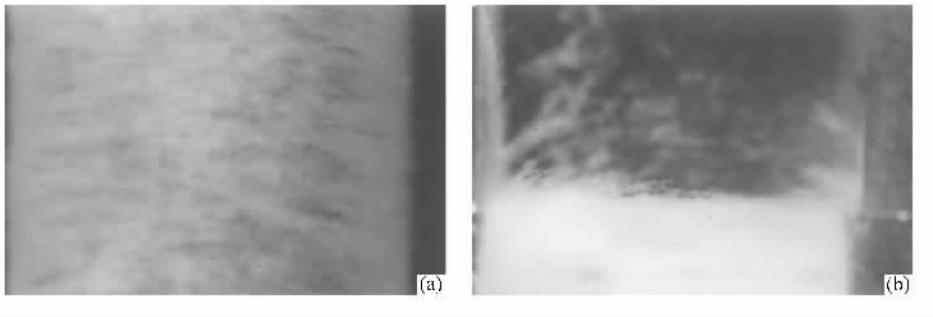


图 4 固液电流变液相转变实验图

流动发生变化,由固液双相流动转变为液相单相流动,实现了电场可调控流动相转变.

5. 结 论

1. 实验与理论表明,随外加电场强度的增加,电流变液可由双相流动转变为单相流动,且存在阈值电场.相转变的阈值电场随外加等效压力梯度的增加而增加.考虑多链近程相互作用时,阈值电场

减小.

2. 电流变液的颗粒体积流率可由外加电场进行调控.体积流率随外加电场的增加而减小.考虑了电流变液的多链近程相互作用时,颗粒流率随外加电场的变化比较平缓.

3. 双相流转变为单相流的阈值电场随颗粒等效浓度的增加而减小.电流变液的浓度越低,链之间的颗粒相互作用越弱,多链电流变液体积流率的变化曲线越趋于单链情况时的变化曲线.

- [1] Ge W and Li J H 2001 *Chinese Science Bulletin* **46** 802
- [2] Rajchenbach J 2000 *Advanced in Physics* **49** 229
- [3] Walton O R 1994 *Particulate Two-Phase Flow* ed. Roco M C (Butterworth-Heinemann) p 884
- [4] Ristow G H 1994 *Annual Reviews of Computational Physics* **1** 275
- [5] Hopkins M A, Hibler W D and Flato G M 1991 *Journal of Geophysical Research* **96** 4809
- [6] Campbell C S, Cleary P W and Hopkins M A 1995 *Journal of Geophysical Research* **100** 8267
- [7] Cleary P W 1998 *Quarterly-Scientific Bulletin* **2** 385
- [8] Holst J M F G, Rotter J M, Ooi J Y and Rong G H 1999 *Journal of Engineering Mechanics* **125** 94
- [9] Lu K Q 2001 *the Abstracts Collection of Third National Workshop on Liquid and Soft Materials* (Shanghai :Shanghai Jiaotong University Press) p1 (in Chinese) [陆坤权 2001 第三届全国液态和软物质物理学术会议论文摘要集] (上海 :上海交通大学出版社) 第 1 页]
- [10] Block H and Kelly J P 1988 *J. Phys. D :Appl. Phys.* **21** 1661
- [11] Ashour O, Rogers C A and Kordasky W 1996 *J. Intell. Mat. Syst. and Struct.* **7** 123
- [12] Block H and Rattray P 1995 *Progress in Electrorheology* ed K. O. Havelka, F. E. Flisko (New Yrok :Plenam Press) p 19
- [13] Zhun Z at al 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 273
- [14] Gao X Y, Zhao X P and Zheng C Q 1998 *J. Phy. D :Appl. Phys.* **31** 3397
- [15] 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]
- [16] Zhao X P and Gao D J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1990 (in Chinese) [赵晓鹏、郜丹军 2001 物理学报 **50** 1990]
- [17] Zhao X P, Gao X M, Gao D J and Zhong H F 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1075 (in Chinese) [赵晓鹏、高秀敏、郜丹军、钟鸿飞 2002 物理学报 **51** 1075]
- [18] Melrose J R 1991 *Phys. Rev. A* **44** 4789

Phase transition of solid-liquid electrorheological system in flow process^{*}

Zhao Xiao-Peng[†] Gao Xiu-Min Gao Xiang-Yang Gao Dan-Jun

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

(Received 21 June 2002 ; revised manuscript received 9 August 2002)

Abstract

Considering the short-range interaction of multi-particles, we have employed the equivalent plate conductivity model to simulate the phase transition of solid-liquid electrorheological (ER) fluids in flow process. We also devised experiment to observe the phase transition of ER fluids. The conclusions show that under the certain pressure the ER fluids begin to flow, here the flow is the two-phase flow. But when the strength of external electric field reaches a certain threshold value, the particles in ER fluids stop flowing, so the flow of ER fluids changes into one-phase flow, the phase transition happens. The phase transition observed in our experiment complies with the simulation fundamentally. The threshold strength of external electric field increases with the increasing pressure, and decreases with the concentration of particles in ER fluids.

Keywords : ER fluids, granular flow, phase transition

PACC : 4760, 6620, 4750, 6210

^{*} Project supported by the Special Foundation for Young Scientists of China (Grant No. 50025207), and the Key Research Plan of the National Science Foundation of China (Grant No. 90101005).

[†] Corresponding author. Tel 86-29-8495950 ; E-mail : xpzha@nwpu.edu.cn