

# 电导率对电流变效应的影响

郭洪霞 麦振洪

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(1994年7月21日收到)

通过实验和理论分析, 证明电导率对直流电场下电流变效应的产生及其大小的决定作用. 电流变机制不仅包括体极化和界面极化过程, 而且包括离子的双电层极化过程. 低频或直流电场下, 显著电流变效应的体系要求  $\sigma_p > \sigma_f$ , 且  $\epsilon_p > \epsilon_f$ . 适当地增大  $\sigma_f$ , 提高离子层的静电作用, 有利于提高电流变液体的流变性能, 但这种做法应以不引起电流过大、焦耳热过多、电功输入过大为前提.

PACC: 4660; 7200; 6610; 7730

## 1 引 言

电流变(ER)液体是指由细小、分散的具有高介电常数的半导体或非导电颗粒悬浮于某种绝缘液体中所形成的一种多相液体<sup>[1]</sup>. 这种液体具有独特的属性: 不加电场时, ER液体为牛顿流体; 施加电场后, 迅速转变成“Binghamplastic”或“viscoelasticity”, 其粘滞性比不加电场时大几个数量级, 而且其应力、粘度、扭矩等力学参量都是电场强度的函数. 由于ER液体对电场变化反应快(毫秒量级), 电导率较低, 产生ER效应所需的电功输入少, 电热效应小, 因而ER液体被认为具有改进机电设备设计和运行的潜能, 已经引起人们的普遍关注<sup>[2,3]</sup>.

通过对ER液体本质的研究, 普遍认为ER效应源于电场的感生极化<sup>[4]</sup>, 即ER液体中悬浮颗粒间的静电极化作用力, 因此  $E_0$ ,  $\epsilon_f$ ,  $\beta$  三个参量是决定ER效应的主要因素, 这里  $E_0$  为外电场场强,  $\beta$  为极化颗粒周围电场畸变程度的参数, 且  $\beta = (\epsilon_p - \epsilon_f)/(\epsilon_p + 2\epsilon_f)$ ,  $\epsilon_p$  和  $\epsilon_f$  分别为颗粒和连续相液体的介电常数. 在  $E_0$  和  $\epsilon_f$  一定的条件下,  $\epsilon_p$  越大, ER效应越强. 而在实验中却发现, 由具有高介电常数的陶瓷颗粒所组成的ER液体其ER效应并不比那些具有一定电导率的介电颗粒的ER液体更显著. 事实上, 这种电极化分析仅对在连续相和分散相电导率为零时才有效<sup>[5]</sup>. 而一般ER液体, 其连续相液体的  $\epsilon_f$  为 1—10, 电导率  $\sigma_f$  为  $10^{-10}$ — $10^{-14}/\Omega \cdot \text{cm}$ , 分散相颗粒的  $\epsilon_p$  为 10—100, 电导率  $\sigma_p$  为  $10^{-6}$ — $10^{-14}/\Omega \cdot \text{cm}$ <sup>[1,2,6]</sup>. 因此按照体位移极化理论模型, 不能可靠地估计出在一定频率下, 体系的ER效应是否存在, 也不能说明某些高效商业性的ER液体, 其产生ER效应的电场作用频率限制在  $f \rightarrow 0$  的原因. 为此, 本文从理论和实验两方面探讨电导率对ER效应影响的规律.

## 2 电导率对 ER 效应影响的理论分析

具有一定  $\epsilon_f, \sigma_f, \epsilon_p$  和  $\sigma_p$  的 ER 液体实际上相当于由两种有耗介质材料组成的电容器. 当刚施加直流电场  $E_0$  时, 由于电荷到达交界面上需要时间, 故两种介质交界面处电荷为零, 系统呈现纯电容性, 介电常数起主要作用; 当电场接近稳态后, 系统呈现纯电阻性, 电导率则起主要作用. 其瞬变过程的时间  $\tau$  取决于物质的弛豫时间及其几何形状. 对于任意 ER 液体, 采用球坐标系  $(r, \theta, \phi)$ , 如图 1, 当施加电场方向为  $E_0 i_z$  时, 每个颗粒

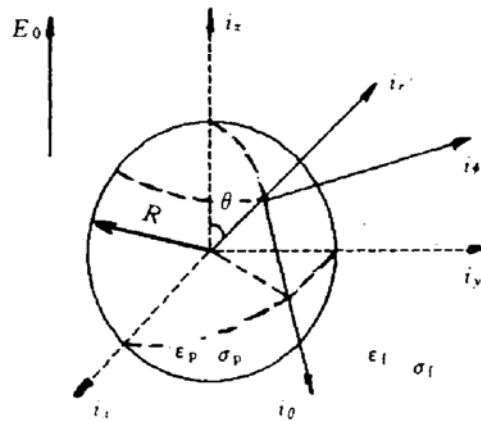


图 1 所研究体系坐标示意图

内外电场分别为

$$r < R \quad E = \frac{3\sigma_f E_{loc}}{2\sigma_f + \sigma_p} (1 - e^{-t/\tau}) i_z + \frac{3\epsilon_f E_{loc}}{2\epsilon_f + \epsilon_p} e^{-t/\tau} i_z, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} r > R \quad E = & E_{loc} \left[ \left( 1 + \frac{2R^3}{r^3} \cdot \frac{\sigma_p - \sigma_f}{2\sigma_f + \sigma_p} \right) \cos\theta i_r \right. \\ & - \left( 1 - \frac{R^3}{r^3} \cdot \frac{\sigma_p - \sigma_f}{2\sigma_f + \sigma_p} \right) \sin\theta i_\theta \left. \right] (1 - e^{-t/\tau}) \\ & + E_{loc} \left[ \left( 1 + \frac{2R^3}{r^3} \cdot \frac{\epsilon_p - \epsilon_f}{2\epsilon_f + \epsilon_p} \right) \cos\theta i_r \right. \\ & - \left( 1 - \frac{R^3}{r^3} \cdot \frac{\epsilon_p - \epsilon_f}{2\epsilon_f + \epsilon_p} \right) \sin\theta i_\theta \left. \right] e^{-t/\tau}, \end{aligned} \quad (2)$$

交界面处面电荷变化为

$$\rho_f|_{r=R} = \frac{3(\sigma_p \epsilon_f - \sigma_f \epsilon_p)}{2\sigma_f + \sigma_p} E_{loc} \cos\theta (1 - e^{-t/\tau}). \quad (3)$$

此时, 流经体系的电流密度又为

$$j = \left[ \frac{3\sigma_f \sigma_p}{2\sigma_f + \sigma_p} + \left( \sigma_p - \frac{\epsilon_p}{\tau} \right) \cdot \left( \frac{3\epsilon_f}{2\epsilon_f + \epsilon_p} - \frac{3\sigma_f}{2\sigma_f + \sigma_p} \right) e^{-t/\tau} + \frac{3\epsilon_f \epsilon_p \delta(t)}{2\epsilon_f + \epsilon_p} \right] E_{loc}. \quad (4)$$

(4)式括号中最后一项为刚施加电场时发生的冲击电流

$$\delta(t) = \begin{cases} 0 & t \neq 0 \\ \infty & t = 0 \end{cases} \quad \text{且} \quad \int_0^0 \delta(t) dt = 1,$$

其中  $t$  为电场作用时间,  $\tau$  为瞬变时间, 且

$$\tau = \frac{2\epsilon_f + \epsilon_p - \phi(\epsilon_p - \epsilon_f)}{2\sigma_f + \sigma_p - \phi(\sigma_p - \sigma_f)}, \quad (5)$$

其中  $\phi$  为分散相颗粒体积分,  $i_r, i_\theta$  为沿球坐标系的坐标轴方向,  $E_{loc}$  为作用于极化颗粒的局部场, 且  $E_{loc}$  等于外电场  $E_0$  与其它所有极化颗粒在被研究颗粒处所产生电场的矢量和. 在  $t \leq \tau$  时, 即施加电场初期, (1)至(3)式可近似为

$$r < R \quad E = \frac{3\epsilon_f E_{loc}}{2\epsilon_f + \epsilon_p} i_z, \quad (6)$$

$$r > R \quad E = E_{loc} \left[ \left( 1 + \frac{2R^3}{r^3} \cdot \frac{\epsilon_p - \epsilon_f}{2\epsilon_f + \epsilon_p} \right) \cos\theta i_r - \left( 1 - \frac{R^3}{r^3} \cdot \frac{\epsilon_p - \epsilon_f}{2\epsilon_f + \epsilon_p} \right) \sin\theta i_\theta \right], \quad (7)$$

$$\rho_f|_{r=R} = 0, \quad (8)$$

这时体系受介电常数控制. 当进入稳态后,  $t \gg \tau$ , (1)至(3)式近似为

$$r < R \quad E = \frac{3\sigma_f E_{loc}}{2\sigma_f + \sigma_p} i_z, \quad (9)$$

$$r > R \quad E = E_{loc} \left[ \left( 1 + \frac{2R^3}{r^3} \cdot \frac{\sigma_p - \sigma_f}{2\sigma_f + \sigma_p} \right) \cos\theta i_r - \left( 1 - \frac{R^3}{r^3} \cdot \frac{\sigma_p - \sigma_f}{2\sigma_f + \sigma_p} \right) \sin\theta i_\theta \right], \quad (10)$$

$$\rho_f|_{r=R} = \frac{3(\sigma_p \epsilon_f - \sigma_f \epsilon_p)}{2\sigma_f + \sigma_p} E_{loc} \cos\theta. \quad (11)$$

这时体系受电导率控制. 图2为由(6), (7)式和(9), (10)式得到的受介电常数和电导率支配的球形颗粒内、外电场变化图. 从图2可见, (a)和(c)与(b)和(d)颗粒内、外电场分布相同. 由此可推断, 不管体系是受介电常数支配, 还是受电导率支配, 只要满足  $\epsilon_p > \epsilon_f$  和  $\sigma_p > \sigma_f$  或  $\epsilon_p < \epsilon_f$  和  $\sigma_p < \sigma_f$ , 颗粒内、外电场分布相似, 仅量值上有差异. 此时表征电场畸变的参量  $\beta$  在图2(a)和(b)情况下为:  $\beta = (\epsilon_p - \epsilon_f)/(2\epsilon_p + \epsilon_f)$ ; 而在(c)和(d)情况下为:  $\beta = (\sigma_p - \sigma_f)/(2\sigma_p + \sigma_f)$ . 如果不施加直流电场, 而加一交变电场  $E(t)$ , 且  $E(t) = E_0 \cos \omega t = E_0 e^{j\omega t}$ . 对于激励频率  $\omega$  远比 ER 液体中电荷弛豫时间的倒数高的情况, 即  $\omega \gg \sigma_p/\epsilon_p$  和  $\omega \gg \sigma_f/\epsilon_f$ , 由于交界面电荷不能与高频电场同步变化, ER 系统呈电容性, 电导率不起作用. 而对低频情况电导率将仍起控制作用. 在交变电场下, 当进入稳态后, ER 液体中分散相颗粒内、外电场形式与(9), (10)式相同, 仅需将式中的  $\sigma_p, \sigma_f$  分别用  $\sigma_p + j\omega\epsilon_p, \sigma_f + j\omega\epsilon_f$  取代. 此时, 交界面处面电荷为

$$\rho_f|_{r=R} = \frac{3(\sigma_p \epsilon_f - \sigma_f \epsilon_p)}{2(\sigma_f + j\omega\epsilon_f) + (\sigma_p + j\omega\epsilon_p)} E_{loc} \cos\theta, \quad (12)$$

流经体系的电流密度

$$j = \frac{3(\sigma_f + j\omega\epsilon_f) \cdot (\sigma_p + j\omega\epsilon_p)}{2(\sigma_f + j\omega\epsilon_f) + (\sigma_p + j\omega\epsilon_p)} E_{loc}. \quad (13)$$

由(4)和(13)式可见,在这种界面极化过程中,无论直流电场、交变电场,电流与场强均为线性关系,且稳态电流密度主要由  $\sigma_f$  和  $E_{loc}$  决定,即  $j \propto \sigma_f E_{loc}$ , 数值为  $0.001-10 \mu A/cm^2$ .

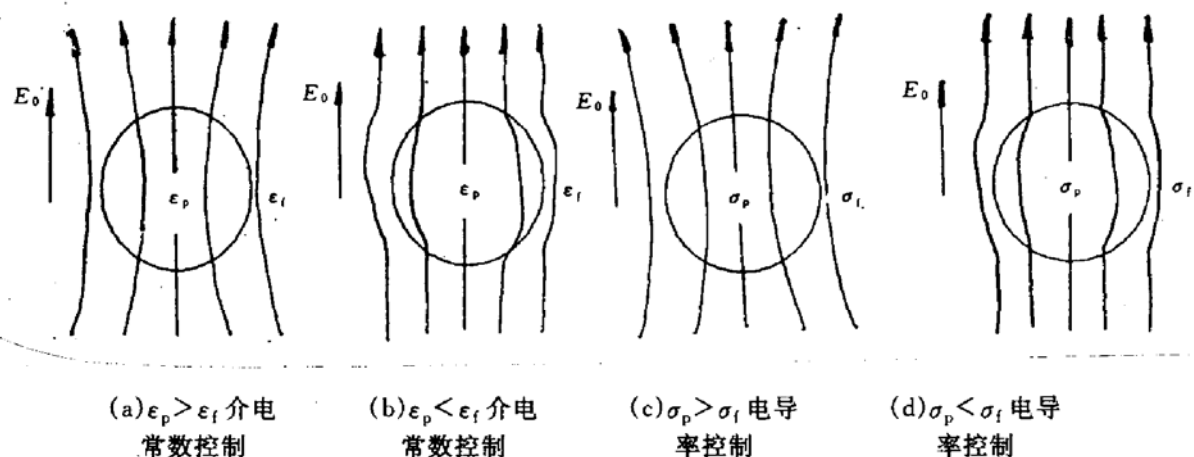


图2 受介电常数和电导率支配的球形颗粒内、外电场示意图

在  $1000 V/mm$  量级直流电场下,一般 ER 液体固化形成分散相颗粒链状排列的时间  $t_c$  为  $10-100 ms$ <sup>[6,7]</sup>,如果将引言所述典型的 ER 液体电导率和介电常数值代入(5)式,且  $\phi$  取  $0.1-0.4$  之间,则瞬变过程时间在  $0.001-100 ms$ ,低于成链所需的时间.说明施加直流电场使颗粒极化,在未成链前,电导率已决定分散相电场的大小,进而决定了 ER 效应的强弱.在交变电场下,计算表明由介电常数控制转为电导率控制的临界频率为  $f_c = 10^2-10^6 Hz$ ,即只有激励频率在  $f_c$  以上时,介电常数才对 ER 效应有显著影响.根据以上分析,可以认为,在低频或直流电场下,ER 液体中的分散相首先发生受介电常数控制的体极化过程,然后在大约  $\tau$  的时间内,发生如(1)和(2)式所示的由  $\epsilon_f, \epsilon_p, \sigma_f, \sigma_p$  共同控制的界面极化或颗粒相互作用过程,最后在  $t_c - \tau$  时间内,发生由  $\sigma_f, \sigma_p$  控制的最后成链或成柱的排列过程.由此可见,具有显著 ER 效应的体系不仅要求  $\epsilon_p > \epsilon_f$ ,而且还要求  $\sigma_p > \sigma_f$ .

### 3 实验及结果

为了研究电导率对 ER 效应的影响,我们进行了流变学实验和实时观察实验.流变学实验选择不同介电常数及不同电导率的羟基氧化铝( $AlOOH$ )、二氧化钛( $TiO_2$ )、氧化铝( $Al_2O_3$ )、沸石多晶颗粒作为分散相,分别与硅油组成 ER 液体,其中分散相体积含量为  $10\%$ ,形状为类球状,其尺寸为  $2.0 \mu m$ .四种颗粒的介电常数和电导率如表1.用 HAKKE 流变测试系统测量不同电场强度下,剪应力与应变速率的关系.图3为这四种 ER 液体在不同电场强度下的实验结果.从图3可看出,含  $AlOOH$  的液体,其 ER 效应最好,含沸石的次之,含  $Al_2O_3$  和  $TiO_2$  的较差.

表1 四种颗粒的介电常数和电导率值

| 颗 粒                           | $AlOOH$              | $TiO_2$    | $Al_2O_3$  | 沸 石                  |
|-------------------------------|----------------------|------------|------------|----------------------|
| 介电常数                          | 20                   | 80         | 9          | 1.6—1.9              |
| 电导率/ $(\Omega \cdot cm)^{-1}$ | $2.4 \times 10^{-7}$ | $10^{-13}$ | $10^{-14}$ | $5.0 \times 10^{-8}$ |

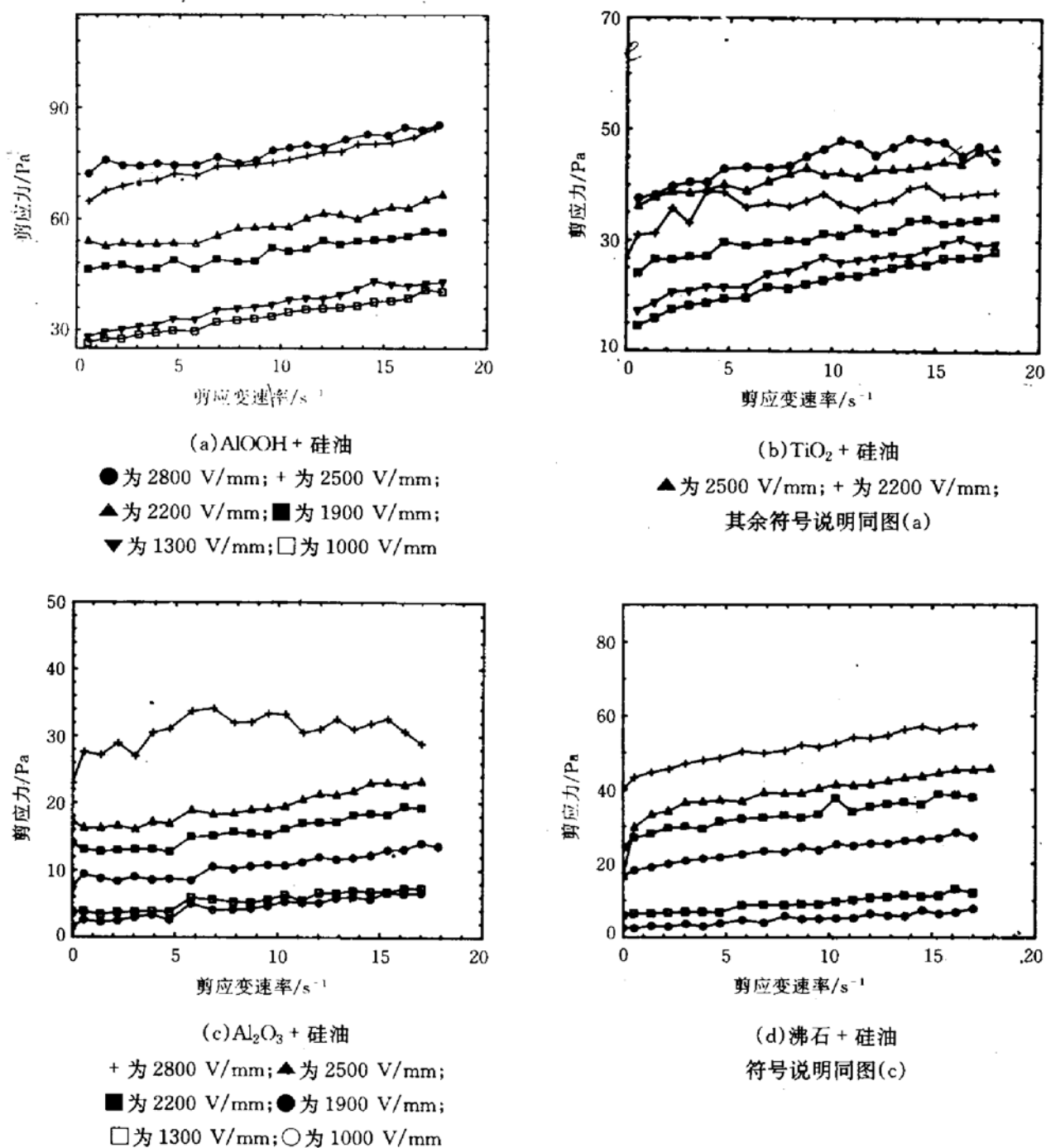


图3 四种ER液体在不同电场强度下剪应力与剪应变速率的关系

为了进一步研究在电场下分散相颗粒的运动规律,我们对尺寸为  $10\ \mu\text{m}$  的球形镍颗粒和球形二氧化锆( $\text{ZrO}_2$ )颗粒分别与硅油组成的ER液体,应用光学显微镜观察了颗粒的运动规律.在由两个镍颗粒与硅油组成的体系中,我们观察到受电导率控制的导体弹球效应<sup>[8]</sup>,在直流电场  $1000\ \text{V/mm}$  下,两金属颗粒时聚时散.用绝缘胶封闭电极,在8%体积含量镍颗粒与硅油组成的体系中,当直流电场  $1000\ \text{V/mm}$  时,镍颗粒也象普遍介电颗粒一样沿电场排列成柱.同样,在两个  $\text{ZrO}_2$  小球与硅油组成的体系中,也观察到这种受电导率控制的“弹球效应”行为,不过在此系统中两小球是聚在一起运动一段时间后才分开.在10%体积含量的  $\text{ZrO}_2$  颗粒与硅油组成的体系中,当直流电场低于  $1000\ \text{V/mm}$  时,伴随颗粒成链的同时,不完全链两末端颗粒不断产生“受电导率控制的弹球效应”,并不形成

跨越电极的完全链. 而当直流电场高于  $1000 \text{ V/mm}$  时, 才形成完全链, 同时不断有处于完全链外侧的突出颗粒从完全链脱离, 形成反弹球. 图 4 即为上述在不同电场强度下  $\text{ZrO}_2$  颗粒成链过程实时照片.

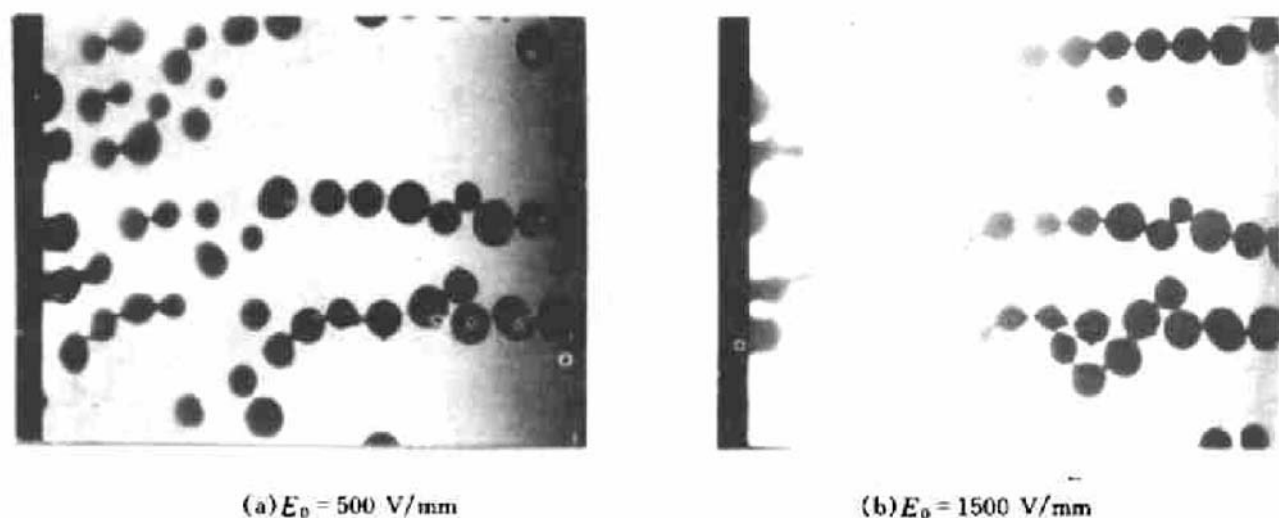


图 4  $\text{ZrO}_2$  颗粒在不同电场强度下实时成链过程

## 4 讨 论

### 4.1 分散相颗粒的电导率

如按引言中所论述, 介电常数对 ER 效应起主要作用, 那么含  $\text{TiO}_2$  颗粒的 ER 效应应为最大. 实际上, 从图 3 看出, 四种体系的 ER 效应关系为: 剪应力( $\text{AlOOH}$ ) > 剪应力(沸石) > 剪应力( $\text{TiO}_2$ ) > 剪应力( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), 而它们的电导率关系为:  $\sigma(\text{AlOOH}) > \sigma(\text{沸石}) > \sigma(\text{TiO}_2) > \sigma(\text{Al}_2\text{O}_3)$ . 从而可见, 分散相颗粒电导率高, ER 效应大. 因此可以认为, 在低频和直流电场下, 分散相颗粒的电导率对 ER 效应起主要作用. 下面讨论电导率控制的 ER 液体固化过程.

众所周知, 当分散相颗粒为导体时, 即  $\sigma_p \gg \sigma_f$ , 只有在 X 射线频率的电场作用下, 传导电流的电子因惯性而来不及跟随电场作迁移运动, 才表现出受介电常数控制的电极化行为<sup>[9]</sup>. 而在我们实验中多个镍颗粒在直流电场下排成链, 说明镍颗粒内发生受电导率支配的界面电极化过程, 从而产生 ER 效应, 即直流电场下电导率可以支配 ER 效应的产生. 非导体颗粒产生的导体弹球效应, 同样说明了电导率的支配作用. 受电导率支配的固化过程, 必然要发生接触颗粒间的电荷重新分配. 两个镍小球刚聚在一起马上分开, 而两个  $\text{ZrO}_2$  小球是聚在一起运动一段时间后才分开, 说明半导体或弱导体电荷分配所需的时间较长. 电荷重新分配的时间和瞬变时间(5)式一样, 为介电常数、电导率、分散相形状及其表面状态的函数, 即  $t' \propto \epsilon_p / \sigma_p$ . 一般来说, ER 液体中分散相颗粒间的  $\epsilon_p$  变化不大, 而  $\sigma_p$  变化可达  $10^3$  数量级以上, 所以各种颗粒的电荷分配所需时间长短主要由电导率决定. 镍的电导率相当大, 电荷转移很快, 在含多个镍颗粒的体系中各个颗粒应在电场中不停运动而不参加成链, 而在实验中镍颗粒却聚集成链. 可以认为, 施加电场后, 颗粒迅速极化聚集, 聚集时间的数量级为

$$t_a = \frac{\epsilon_f \eta}{(E_{loc} \epsilon_f \beta)^2}, \quad (14)$$

其中  $\eta$  为 ER 液体粘度. 从(14)式可见,  $t_a$  随电场增大而变短. 而多个颗粒间的电荷重新分配的时间则随聚集体内颗粒数增加而延长, 因此往往在颗粒聚成跨越电极的完全链时, 电荷重新分配还未完成. 实验中只有在高电场下, 多个  $ZrO_2$  颗粒才成完全链, 亦说明此点. 当电场强度为 1500 V/mm 时, 含 10% 的体积  $ZrO_2$  的 ER 体系的  $t_a$  约为  $10^{-7}$  s, 而电荷分配时间在  $10^{-6}$  s 以上,  $t_a < t'$ , 故能形成完全链. 一旦形成完全链, 便有微弱如(4)和(13)式所示电流流经颗粒链. 电流作用的结果, 是使链内净电荷可能转移到链边缘处突出的颗粒, 然后这个颗粒脱离链, 成为“反弹球”, 这就是我们在实验中观察到的既有跨越电极的长链, 又有几个来回运动的反弹球. 所有实验均说明电导率控制了 ER 液体成链过程 - ER 效应的产生, 而且成链过程发生的聚和散等现象都是由电导率造成的.

因此我们知道, 在低频或直流电场下, 要获得显著 ER 效应, 要求 ER 液体中的  $\epsilon_p$  和  $\sigma_p$  须大于  $\epsilon_f$  和  $\sigma_f$ .

#### 4.2 连续相液体的电导率

电场中连续相液体的电导作用主要来源于连续相本身或各种添加剂, 如水、甘三醇等的平衡离子或离子团、荷电胶粒及金属电极产生的电化学过程, 以离子导电为主. 电导率的值一般在  $10^{-10}$ — $10^{-14}$  / $\Omega \cdot \text{cm}$ . 当外加电场时, 液体中正离子沿电场方向移动, 负离子向相反方向移动, 它们与液体分子相碰撞, 受到液体粘滞损耗或摩擦损耗作用. 这时, 连续相中离子的迁移率由离子的种类和周围液体粘滞系数决定. 我们知道, 如果 ER 液体仅存在连续相液体, 而无固体颗粒, 在直流电场或低频交流电场下, 这些离子便会聚集在电极表面, 形成双电层. 而在一定颗粒含量的 ER 液体中, 这些离子能否为颗粒表面所捕获呢? 在这种情况下, 可用漂移-扩散导电模型描述液体中离子运动. 通常连续相液体中的载流子密度为  $10^{20}/\text{m}^3$  以下数量级, 假设离子为 1 价, 德拜长度至少为  $0.1 \mu\text{m}$ , 这正好在 ER 液体中分散相颗粒尺寸及其间距范围内. 因此, 这些离子能被分散相颗粒表面捕获, 形成“双电层”. 在屏蔽距离内, 电荷密度为

$$\rho_{\pm} = \frac{\epsilon_f k T}{2\pi e z'} \sinh\left(\frac{e\psi_0}{2kT}\right), \quad (15)$$

其中  $z'$  为沿电场方向的任一点到颗粒表面的距离,  $\psi_0$  为颗粒表面电位,  $k$  为玻耳兹曼常数,  $T$  为绝对温度,  $e$  为电子电荷数. 因此流经 ER 液体的电流密度不再只由(4)式决定, 而应附加一漂移项  $-D_{\pm} \cdot \nabla \rho_{\pm}$ , 其中  $D_{\pm}$  为扩散系数, 这就导致了 ER 液体中电场与微弱可测的电流间非欧姆关系.

由于连续相液体中的电荷聚集于颗粒表面, 颗粒间异号双电层交叠, 外电场下增加了颗粒间静电作用力. 不过, 这种情况下的 ER 效应显著提高的原因, 并不在于受  $\epsilon_p$  或  $\sigma_p$  控制的体极化和界面极化过程, 而是由离子层所致. 但如果连续相中电荷含量过多, 会使  $\sigma_f$  过大, 由于  $j \propto \sigma_f E_{loc}$ , 势必导致体系的电流密度及焦耳热增大, 反而使 ER 效应降低, 所以在设计 ER 液体时, 应在使电流不大时, 适当提高连续相液体中的载流子浓度.

## 5 结 论

通过实验和理论分析,证明了电导率对 ER 效应的产生及对其大小的主导作用. ER 机制不再只是体极化过程,而是包括界面极化及离子双电层极化的过程. 在低频或直流电场下,显著 ER 效应的体系不仅要求  $\epsilon_p > \epsilon_f$ , 还要求  $\sigma_p > \sigma_f$ . 提高 ER 效应的一种方法是在保持 ER 液体中电流密度很小时,增加连续相中载流子浓度;另一种方法是绝缘膜包封导体分散相以保证显著极化和低传导电流.

- [1] P. M. Adriani and A. P. Gast, *Faraday Discuss. Chem. Soc.*, **90**(1990), 1.
- [2] D. Brooks, *Phys. World*, **2**(1989), 35.
- [3] M. Mandell, *High Technol. Bus.*, (July - August, 1989), 20.
- [4] A. P. Gast and C. F. Zukoski, *Adv. Colloid Interface Sci.*, **30**(1989), 153.
- [5] L. C. Davis, *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992), 319.
- [6] L. C. Davis, *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 1334.
- [7] J. C. Hill and T. H. Van Steenkiste, *J. Appl. Phys.*, **70**(1991), 1207.
- [8] T. Halsey and J. E. Martin, *Scientific American*, **81**(1993), 42.
- [9] 李景德等编, 电介质材料物理和应用(中山大学出版社, 广州, 1992).

## INFLUENCE OF ELECTRICAL CONDUCTIVITY ON ELECTORRHEOLOGY EFFECT

GUO HONG-XIA MAI ZHEN-HONG

(Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

(Received 21 July 1994)

### ABSTRACT

It is proved experimentally and theoretically that the electrorheology effect (ER) dominantly depends on the electrical conductivity. The mechanism of electrorheology includes not only the body and the interface polarizations but also the ion polarization of double electric layers. Under direct and low-frequency alternate electric field, the ER fluid exhibiting outstanding ER effect requires  $\sigma_p > \sigma_f$  and  $\epsilon_p > \epsilon_f$ . It is beneficial to improve rheological properties of ER fluids by increasing the  $\sigma_f$  and the static electric interaction of the ion layers. But it must work under a low electric current and low Joule heat and low electric power input.

PACC: 4660; 7200; 6610; 7730