

刚性聚合物稀溶液流变性质的计算

I. 定常流动*

徐臻昉 范西俊

(浙江大学化工系, 杭州 310027)

摘 要

本文采用多棒刚杆分子模型, 用 Galerkin 法计算了聚合物稀溶液在定常剪切流、平面拉伸流、单轴拉伸流、单轴拉伸与剪切流相组合的复杂流动的流变学性质。计算结果表明, 多棒刚杆分子模型有希望成为描述聚合物稀溶液流变性质的较为完善的分子模型。本文的研究不仅可使人们用分子模型来代替连续介质本构方程进行粘弹性流体复杂流动的数值模拟, 而且也探讨了描述聚合物浓溶液的分子模型提供了一种新的途径。

关键词 稀溶液、刚性分子、分子模型

大多数聚合物诸如芳香族聚酰胺、蛋白质、DNA、田菁等, 其分子链表现为刚性链, 相应地描述这类聚合物溶液的流变学行为就需要刚性的分子模型。目前在相空间理论中所采用的分子模型均为哑铃式模型及其推广^[1], 其核心是球形粒子, 由于刚性球体在外流场中向各个方向的运动具有等同性, 尽管引进了各向异性的 Stokes 阻力加以修正, 但不能从本质上弥补模型本身的缺陷。然而, 球形粒子在数学处理上比较容易。因此人们习惯于使用这些模型。本文鉴于非球形粒子从本质上改进了分子模型, 应该说这类模型可更好地描述聚合物分子的运动, 通常可采用的非球形体有圆柱体、椭球体及圆盘体等。其最简单的分子模型为单个粒子, 复杂的模型类似于球形链式分子模型。

在相空间理论中, 关键的步骤是求解位形空间的分布函数 Ψ , 一旦解出 Ψ , 就可通过对微观量进行系综平均求得宏观性质。由于大多数分子模型数学处理上极其困难, 甚至根本没有分析解, 而采用数值模拟却可以得到大量信息。在求解哑铃式分子模型的扩散方程时, 常常采用 Galerkin 法, 这是因为 Galerkin 法恰好是求得某种加权平均的广义解。因此只要适当地选择基函数及权函数, 就可能用较少的计算工作量在一定参数范围内得到精度较高的解。用这种方法, Stewart 及 Sørensen^[2] 计算了刚性哑铃在定常剪切流中的性质, Warner^[3] 计算了 FENE 哑铃在定常剪切流小振幅振荡流中的性质, Fan^[4] 改进了 Warner 的方法计算了 FENE 哑铃及加罩的 FENE 哑铃在定常剪切流中的物质函数。取得了满意的结果, 回答了一些用理论方法无法解决的问题。

* 中国科学院高分子物理开放实验室和浙江省自然科学基金资助课题;
本刊 1989 年 6 月 17 日收到。

本文将采用最新的分子模型,多棒刚杆分子模型,模拟聚合物分子的流动,采用 Galerkin 法求解扩散方程,然后计算其流变性质。这个工作的目的在于使人们用分子模型代替连续介质本构方程进行粘弹性流体复杂流动的数值模拟,同时也为了探讨更好的分子模型。

分子模型及其解

1. 扩散方程

多棒刚杆分子模型,由 Bird^[5] 等人最近提出,它由 N 根细长的直径为 d , 长度为 a 的圆柱体 (needle) 组成,圆柱体的排列如图 1, 这些刚性圆柱体悬浮于粘度为 η 的牛顿流体中,第 ν 个粒子的质量中心的位置由位矢 $\mathbf{R}_\nu$ 确定:

$$\mathbf{R}_\nu = \frac{1}{2} a \nu \mathbf{u} \quad \nu = -(N-1), -(N-3), \dots, +(N-3), +(N-1) \quad (1)$$

$\mathbf{u}$ 是细长圆柱体轴向单位矢量,它描述了整个分子模型的取向。为描述任一瞬间,第 ν 个刚棒的取向,我们引进另一组广义坐标,对刚棒 $\sigma = 1, 2$, 即两个极角 $(\theta_\sigma, \phi_\sigma)$ 。因此我们需要两组基矢量,同时在推导过程中,我们假设各向异性的 Stokes 阻力系数张量为:

$$\zeta_\nu = \zeta = \zeta_{\parallel} \mathbf{u} \mathbf{u} + \zeta_{\perp} (\delta - \mathbf{u} \mathbf{u}) \quad (2)$$

为避免冗长的数学处理,我们仍取各向同性的 Maxwell 速度分布作为动量空间的分布函数。这样经过相当的数学推导后就可得到扩散方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & \frac{1}{6\lambda_N^{(1)}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} f - \frac{\tilde{Z}}{Z_{\perp}} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \cdot [\mathbf{K} \cdot \mathbf{u} - \mathbf{K} : \mathbf{u} \mathbf{u}] f \right) \\ & + \frac{Z_{\perp} - \tilde{Z}}{2Z_{\perp}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} \cdot \mathbf{u} f \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\lambda_N^{(1)} = Z_{\perp}/6kT$ 为松弛时间常数, $f = \frac{\psi}{n \sin \theta}$ 为分布函数。

2. 应力张量

我们只考虑单分散的聚合物溶液,利用应力张量的一般式(文献[5]方程 18.4.41),结合实际的模型及所作假设,最后可得出偏应力张量的两种形式:

Kramers 形式:
$$\begin{aligned} \tau_p = nKT \frac{Z}{Z_{\perp}} \left\{ \delta - 3\langle \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle - 3\lambda_N^{(1)} \left(\frac{\tilde{Z}}{Z_{\perp}} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\zeta_{\parallel}}{\zeta_{\perp}} - 1 \right) \langle \mathbf{u} \mathbf{u} \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle : \dot{\gamma} + 3\lambda_N^{(1)} \left(\frac{\tilde{Z}}{Z_{\perp}} - 1 \right) \langle \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle \cdot \dot{\gamma} \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

Giesekus 形式:
$$\begin{aligned} \tau_p = 3nKT\lambda_N^{(1)} \frac{Z}{\tilde{Z}} \left(\frac{\tilde{Z}}{Z_{\perp}} + \frac{\zeta_{\parallel}}{\zeta_{\perp}} - 1 \right) \langle \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle_{(1)} \\ - nKT \frac{Z}{\tilde{Z}} \left(\frac{\zeta_{\parallel}}{\zeta_{\perp}} - 1 \right) \cdot (\delta - 3\langle \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle) \cdot \\ - \frac{3}{2} nKT\lambda_N^{(1)} \frac{Z}{\tilde{Z}} \left(\frac{\tilde{Z}}{Z_{\perp}} + \frac{\zeta_{\parallel}}{\zeta_{\perp}} - 1 \right) \{ \langle \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle \cdot \dot{\gamma} + \dot{\gamma} \cdot \langle \mathbf{u} \mathbf{u} \rangle \} \end{aligned}$$

$$+ 3nKT\lambda_N^{(1)} \frac{Z}{Z_{\perp}} \left(\frac{\tilde{Z}}{Z_{\perp}} - 1 \right) \langle uu \rangle \cdot \dot{\gamma} \quad (5)$$

式中记号 $\langle \cdots \rangle$ 是系综平均。例如对任一张量 $\underline{B}$ 的系综平均为:

$$\langle \underline{B} \rangle = \int \underline{B} f(u) S d\theta d\phi \quad (6)$$

3. 动力学方程的解

为适应多种流动的计算需要,在直角坐标系统中速度梯度设置 5 个非零分量, $K_1 = \partial V_x / \partial x$, $K_2 = \partial V_x / \partial y$, $K_3 = \partial V_y / \partial x$, $K_4 = \partial V_y / \partial y$ 和 $K_5 = \partial V_z / \partial z$ 。为了使参数容易赋值我们引进无量纲参数 $W_e = U\lambda_N^{(1)} / L$ 为流动的 Weissenberg 数, 其中 U 和 L 是特征速度和长度, $T_r = \zeta_{\parallel} / \zeta_{\perp}$, $T_{r_1} = \tilde{Z} / Z_{\perp}$, $T_{r_2} = Z / Z_{\perp}$ 。

在定常均匀流动中,结构张量 $\langle uu \rangle$ 的 Oldroyd 反变导数为:

$$\langle uu \rangle_{(1)} = -\underline{K} \cdot \langle uu \rangle - \langle uu \rangle \cdot \underline{K}^T \quad (7)$$

其中 $\underline{u} = s_c \underline{\delta}_x + s_s \underline{\delta}_y + c \underline{\delta}_z$ 。这样,无因次偏应力张量 $\underline{\tau}_p^*$ 的各个分量可表示为:

$$\begin{aligned} \tau_{p_{xx}}^{*(s)} = & 6T_{r_2}W_e \left[\frac{T_r}{T_{r_1}} + 1 - \frac{1}{T_{r_1}} \right] [K_1 \langle s_c^2 \rangle + K_2 \langle s_{se}^2 \rangle] \\ & + 3 \frac{T_{r_2}}{T_{r_1}} (1 - T_r) \left[\langle s_c^2 \rangle - \frac{1}{3W_e} \right] \\ & - 3T_{r_2} \left(1 - \frac{1}{T_{r_1}} \right) (1 - T_r) W_e [2K_1 \langle s_c^2 \rangle + (K_2 + K_3) \langle s_{se}^2 \rangle] \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \tau_{p_{xy}}^{*(s)} = & 3T_{r_1}W_e \left[\frac{T_r}{T_{r_1}} + 1 - \frac{1}{T_{r_1}} \right] [(K_1 + K_4) \langle s_{se}^2 \rangle \\ & + K_2 \langle s_c^2 \rangle + K_3 \langle s_c^2 \rangle] + 3 \frac{T_{r_2}}{T_{r_1}} (1 - T_r) \langle s_{se}^2 \rangle - \frac{3}{2} T_{r_2} \\ & \cdot \left(1 - \frac{1}{T_{r_1}} \right) (1 - T_r) W_e [2(K_1 + K_4) \langle s_{se}^2 \rangle \\ & + (K_2 + K_3) \langle s_c^2 \rangle] \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \tau_{p_{yy}}^{*(s)} = & 6T_{r_1}W_e \left[\frac{T_r}{T_{r_1}} + 1 - \frac{1}{T_{r_1}} \right] [K_3 \langle s_{se}^2 \rangle + K_4 \langle s_c^2 \rangle] \\ & + 3 \frac{T_{r_2}}{T_{r_1}} (1 - T_r) \left[\langle s_c^2 \rangle - \frac{1}{3W_e} \right] \\ & - 3T_{r_2} \left(1 - \frac{1}{T_{r_1}} \right) (1 - T_r) W_e [(K_2 + K_3) \langle s_{se}^2 \rangle \\ & + 2K_4 \langle s_c^2 \rangle] \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \tau_{p_{zz}}^{*(s)} = & 6T_{r_2}W_e \left[\frac{T_r}{T_{r_1}} + 1 - \frac{1}{T_{r_1}} \right] K_5 \langle c^2 \rangle \\ & + 3 \frac{T_{r_2}}{T_{r_1}} (1 - T_r) \left[\langle c^2 \rangle - \frac{1}{3W_e} \right] \end{aligned}$$

$$-6T_{r_1}\left(1 - \frac{1}{T_{r_1}}\right)(1 - T_r)K_5\langle c^2 \rangle \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \tau_{p_{xy}}^{*(a)} = & \frac{3}{2} T_{r_1}(1 - T_{r_1})W_c[2(K_4 - K_1)\langle s_{1e}^2 \rangle \\ & + (K_2 + K_3)\langle s_{12}^2 \rangle] \end{aligned} \quad (12)$$

$$\tau_{p_{yx}}^{*(a)} = -\tau_{p_{xy}}^{*(a)} \quad (13)$$

式中上标 (s), (a) 分别表示对称及反对称部分。

在获得上述结果时,我们已假设 $f(u)$ 的归一化条件为:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi f(u) s d\theta d\phi = \frac{1}{4\pi W_c} \quad (14)$$

从上面的结果可看出,如果已知速度梯度张量 $\underline{K}^T$ 。从扩散方程中解出分布函数 $f(u)$, 这样根据表达式(6)就可求得(8)~(13)中所有系综平均量,从而求得无因次偏应力张量。

本文将采用 Galerkin 法来求得分布函数的广义解,取基函数为球谐函数 $P_{n,m}^m$ 和 $P_{n,m}^m$, 则分布函数的 $2N$ 阶近似解为:

$$f^{(N)} = \sum_{i=0}^1 \sum_{n=0}^N \sum_{m=i}^n A_{n,m}^i \Psi_{2n,2m}^i \quad (15)$$

$$\text{式中} \quad \Psi_{2n,2m}^0 = P_{2n}^{2m} c_{2m}, \quad \Psi_{2n,2m}^1 = P_{2n}^{2m} s_{2m} \quad (16)$$

由于分布函数 $f(u)$ 是 u 的偶函数。因此在近似解(15)中不出现奇次项。按照 Galerkin 方法,方程(3)的余量 $R(f^{(N)})$ 应满足。

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi R(f^{(N)}) \Psi_{2n',2m'}^{i'} s d\theta d\phi = 0 \begin{pmatrix} i' = 0, 1 \\ n' = 1, N \\ m' = i', n' \end{pmatrix} \quad (17)$$

利用球谐函数的正交性,我们可得到一组线性代数方程组,从而确定系数 $A_{n,m}^i$ 。由分布函数的 $2N$ 阶近似,仅仅用三个系数 $A_{10}^0, A_{11}^0, A_{11}^1$ 就可计算出方程(8)~(13)中各系综平均项,从而确定应力张量的五个无因次分量。

计算结果及讨论

对定常剪切流,无因次的物质函数是:

$$\text{粘度:} \quad \eta^* = \frac{\eta - \eta_s}{nKT\lambda_N^{(1)}} = \tau_{p_{yz}}^{(*)}/K_2 = (\tau_{p_{yz}}^{*(s)} + \tau_{p_{yz}}^{*(a)})/K_2 \quad (18)$$

$$\text{第一法向应力差系数: } \phi_1^* = \phi_1/nKT\lambda_N^{(1)} = (\tau_{p_{xx}}^{*(s)} - \tau_{p_{yy}}^{*(s)})/W_c K_2^2 \quad (19)$$

$$\text{第二法向应力差系数: } \Psi_2^* = \Psi_2/nKT\lambda_N^{(1)} = (\tau_{p_{yy}}^{*(s)} - \tau_{p_{zz}}^{*(s)})/W_c K_2^2 \quad (20)$$

计算结果见图 2—3, 从图 2 中可观察到无因次剪切粘度 η^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的增大而下降, 且明显地可分为三个区域,第一区域为 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma} < 0.75$, 在这一区域 η^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的变化很慢,几乎为常数。第二区域为 $0.75 < \lambda_N^{(1)}\dot{\gamma} < 20$, 此区域中 η^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 成直线下降, 第三区域为 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma} > 20$, η^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的变化又趋于缓慢,接近于一常数。这可以从刚杆的取向程度随剪切率变化来解释。第一区域,剪切率小,刚杆在剪切方向取向度低,流动阻

力大, 粘度高且变化缓慢。第二区域, 刚杆取向度随剪切率增大而迅速增大, 流动阻力和粘度迅速下降。第三区域刚杆已高度取向, 流动阻力和粘度趋近极小值。第一、二法向应力差系数 Ψ_1^*, Ψ_2^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的变化见图 3。从图中可见, Ψ_2^* 约为 Ψ_1^* 的 10%, 且为负值; $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma} > 0.5$ 时, Ψ_1^*, Ψ_2^* 与 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 呈线性下降, 而当 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma} \rightarrow 0$ 时, Ψ_1^*, Ψ_2^* 趋向于 Ψ_1^*, Ψ_2^* 。这些结果同多数实验结果^[6]一致。

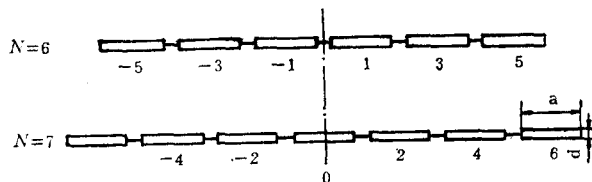
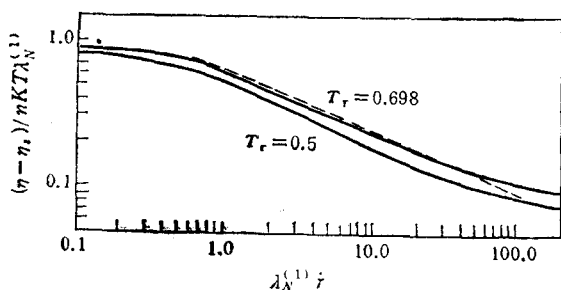


图 1 多棒刚杆分子模型

图 2 定常剪切流中粘度函数随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的变化关系

单轴拉伸流动, 无因次拉伸粘度为:

$$\eta^* = (\bar{\eta} - 3\eta_0) / 3nKT\lambda_N^{(1)} = (\tau_{xx}^{*(e)} - \tau_{yy}^{*(e)}) / 3K_5 \quad (21)$$

但对这一流动, 拉伸粘度 η^* 具有精确解。图 4 给出了上述两种结果。从图中可见数值解与精确解在 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma} < 15$ 时精确相符。图中给出的曲线形状与以前刚性哑铃的计算结果不相一致, 具有极大值点。这类似于 Curtiss-Bird 本构方程进行计算得到的 $\bar{\eta}$ 随 $\dot{\gamma}$ 的变化规律^[7]。若采用 K-BKZ 本构方程和广义随动坐标推导得到的本构方程^{[8], [9]}, $\bar{\eta}$ 与 $\dot{\gamma}$ 也有同样的变化规律。上述聚合物浓溶液的模型具有这种性质的原因在于它们考虑了各向异性的水力学作用力及布朗力。多棒刚杆模型由于其结构上的特点, 而具备上述各向异性即其在平行 u 的方向上的运动所受的阻力远小于其垂直方向上的运动阻力, 导致了类似于“蠕动管”^[10]模型中分子链局限于主链方向上的运动情况。在这种意义上可以认为刚棒模型可推广用于聚合物浓溶液体系。

对平面拉伸流动, 其拉伸粘度定义为:

$$\eta^* = (\bar{\eta} - 2\eta_s) / 2nKT\lambda_N^{(1)} = (\tau_{xx}^{*(e)} - \tau_{yy}^{*(e)}) / 2K_1 \quad (22)$$

计算结果见图 5, η^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的变化趋势类似于单轴拉伸流。

然而, 单轴、平面拉伸流动的 these 结果同聚合物浓溶液的计算结果相比, 其变化规律过于缓慢, 因为本文的模型是完全刚性的, 而现有的聚合物浓溶液的模型都适用于柔性分

子链。

对拉伸与剪切相组合的流动,我们安排了4个非零的速度梯度分量,即 K_{xx} , K_{xy} , K_{yy} , K_{zz} 。物质函数的表达式仍沿用式(18)–(21)。计算结果表明,在 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma} > 10$ 后,数

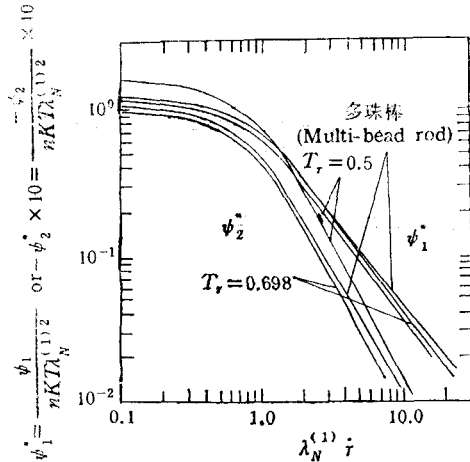


图3 定常剪切流中第一、二法向应力差系数 Ψ_1^* , Ψ_2^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的变化关系

值解出现振荡,这是 Galerkin 法的局限性引起的。从图6—图8表示的一些结果可以看出,第一、第二法向应力差系数 Ψ_1^* , Ψ_2^* 在量级上出现倒置现象,这主要起因于加上拉伸流动后, τ_{22} 及 τ_{33} 两者符号相反出现相互叠加,进一步导致这种情况,无因次拉伸粘度 η^* 的变化规律仍如单轴拉伸流动情形。

结 论

从上述的结果分析中可得出如下结论:

1. 从多棒刚杆分子模型可以导得多球刚杆及刚性哑铃分子模型,只需将多棒刚杆分

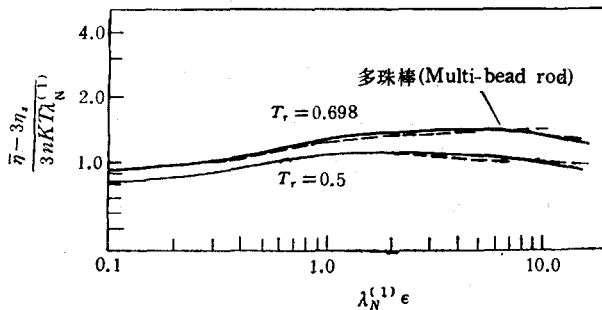


图4 单轴拉伸流中拉伸粘度 η^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\epsilon}$ 的变化关系

子模型中的两时间常数之比 T_{r1} , T_{r2} 均取1,即得到多球刚杆分子模型。如果再使 $T_r = 1$,则可简化得无水力学相互作用的刚性哑铃分子模型,在这个意义上可认为多棒刚杆分子模型是比多球刚杆分子模型更为普遍。一般的描述刚性聚合物稀溶液的分子模

型。

2. 数值计算的结果表明, 刚棒的数目对 ψ_2 的符号有影响, 当 $N \leq 3$ 时, ψ_2 为正. 而

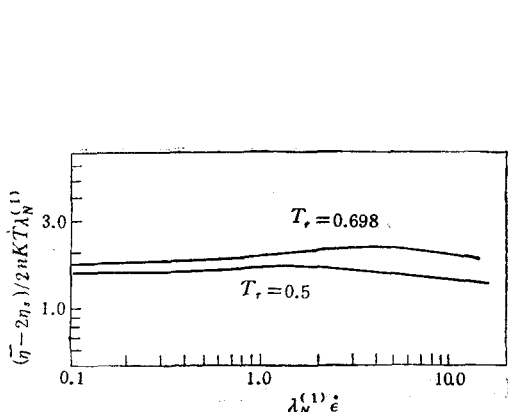


图5 平面拉伸流中拉伸粘度 $\bar{\eta}^*$ 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\epsilon}$ 的变化关系

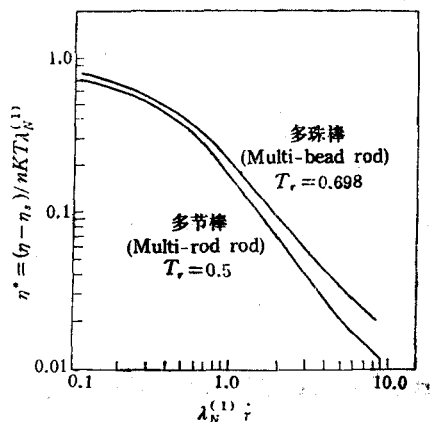


图6 定常剪切和拉伸组合的复杂流动中 η^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的变化关系

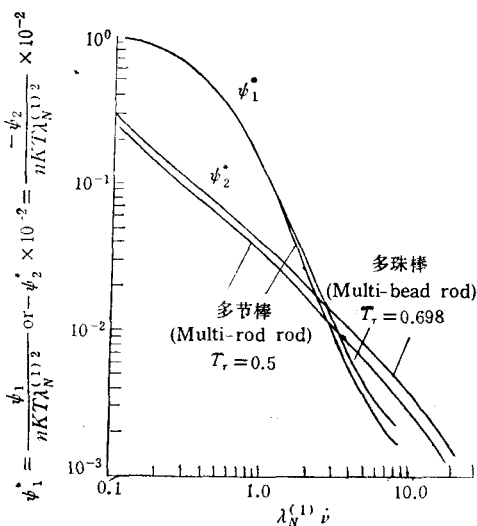


图7 定常剪切和拉伸组合的复杂流动中 Ψ_2^* 与 Ψ_2^* 随 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的变化关系

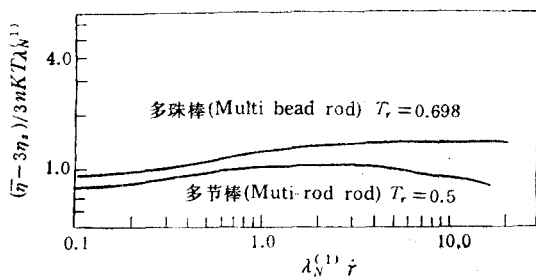


图8 定常剪切和拉伸组合的复杂流动中拉伸粘度 $\bar{\eta}^*$ 与 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma}$ 的变化关系

当 $N \geq 4$ 时, ψ_2 为负。

3. 数值计算的定常单轴拉伸粘度 η 与精确解在 $\lambda_N^{(1)}\dot{\gamma} < 15$ 范围内精确相符。

4. 从整个的流变性质计算结果中可看出用多棒刚杆分子模型来描述刚性分子在稀溶液中的流变性质将优于多球刚杆分子模型。从拉伸粘度随 $\dot{\epsilon}$ 的变化曲线中可得到启示, 可以用比较简便的分子模型来研究聚合物浓溶液的流变性质。这样也为描述聚合物浓溶液及熔体的分子模型提供一个新的途径。

参 考 文 献

- [1] 范西俊、许元泽,流变学进展(I),学学期刊出版社,1986,28—37.
- [2] Stewart, W. E. & Srensen, J. P., *Tran. Soc. Rheo.*, 1972, 16, 1—13.
- [3] Warner, Jr, H. R., *Ind. Eng. Chem. Fundan.*, 1972, 11(3), 379—387.
- [4] Fan, X. J., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 1985, 17, 125—144; 251—265.
- [5] Bird, R. B., Curtiss, C. F., Armstrong, R. C. and Hassager, O., "Dynamics of Polymeric Liquids", Vol. 2 Kinetic Theory, John Wiley, New York, 1987.
- [6] 范西俊,非牛顿力学讲义.
- [7] Bird, R. B., Saab, H. H. & Curtiss, C. F., *J. Phys. Chem.*, 1982, 86, 1102—1106.
- [8] Luo, X. L. and Tanner, R. I., *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 1986, 22, 61—89.
- [9] 范西俊、徐臻昉,流变学进展(II),成都科学技术大学出版社,1987,66—67.
- [10] Doi, M. and Edwards, S. F., *J. Chem. Soc. Faraday Tran.*, II, 1978, 74, 1789, 1802, 1818; 1979, 75, 38.

RHEOLOGY OF DILUTES SOLUTION OF RIGID RODLIKE MACROMOLECULES

I. Steady-State Flow

XU Zhenfang and FAN Xijun

(Dept. of Chem. Eng., Zhejiang University, Hangzhou 310027)

I. Steady-State Flow

In this paper, we accepted the multirod-rod molecular model and used Galerkin's method to calculate the rheological properties of dilute solutions under steady-state shear flow, uniaxial elongational flow and planar elongational flow as well as the complex flow combined shear with uniaxial elongational flow. It is showed that the model is hoped to become a more perfect molecular model describing the rheological properties of dilute solutions. The study in the paper not only enable one to carry out the numerical simulation of complex flow of viscoelastical fluid in terms of molecular models instead of the constitutive equations of continuum mechanics, but also provides a new method for studying the molecular model of concentrated solution of polymer.

Key words Dilute solution, Rigid rodlike macromolecules, Molecular model