

# ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ

Том (A) XXX

1988

№ 11

УДК 541.64:532.2

## ЗАВИСИМОСТЬ СТАЦИОНАРНОЙ СДВИГОВОЙ ВЯЗКОСТИ ЛИНЕЙНЫХ ПОЛИМЕРОВ ОТ НАПРЯЖЕНИЯ В ТЕОРИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ

Пышнограй Г. В., Покровский В. Н.

При учете наведенной анизотропии получены выражения для теплозора напряжений концентрированных растворов и расплавов линейных полимеров и релаксационные уравнения для моментов. Уравнения решены в стационарном случае до третьего порядка по скорости сдвига и первого порядка по анизотропии, что позволяет получить зависимость стационарной сдвиговой вязкости от напряжений.

Многочисленные экспериментальные данные демонстрируют, что линейные полимеры и их концентрированные растворы обладают существенно нелинейными свойствами.

Достигнутый в работах [1–7] прогресс при описании реологических свойств линейных полимеров связан прежде всего с использованием одномолекулярного приближения. При этом подходит рассматривается динамика одной макромолекулы, которая движется в эффективной вязкоупругой среде, образованной другими макромолекулами и растворителем. Саму выбранную макромолекулу удобно, не рассматривая ее молекулярной структуры, представлять моделью субцепей, отождествляя движение части макромолекулы с перемещением некоторой броуновской частицы. Это приближение, конечно, является грубым, но, как показано в работах [1–7], вполне приемлемо для описания релаксационных свойств материала в области малых частот. Соотношение с другими возможными подходами обсуждалось ранее [4–6].

В предлагаемой работе на основе указанного приближения определена зависимость коэффициента вязкости  $\eta$  от напряжения сдвига  $\sigma_{12}$ .

Уравнение динамики макромолекулы, схематизируемой линейно связанными упругими силами броуновских частиц, может быть записано в нормальных координатах [2, 3]

$$\begin{aligned} m \frac{d}{dt} \rho_i^\alpha &= \psi_i^\alpha \\ m \frac{d}{dt} \psi_i^\alpha &= -\zeta (\psi_i^\alpha - v_{ij} \rho_j^\alpha) + \Gamma_i^\alpha + T_i^\alpha + 2T\mu \lambda_\alpha \rho_i^\alpha + R^{\alpha\beta} \Phi_i^\beta \\ \tau \frac{D}{Dt} \Gamma_i^\alpha + \Gamma_i^\alpha &= -\zeta B_{ij}^\alpha (\psi_j^\alpha - v_{ji} \rho_i^\alpha) \\ \tau \frac{D}{Dt} T_i^\alpha + T_i^\alpha &= -\zeta E_{ij}^\alpha (\psi_j^\alpha - \omega_{ji} \rho_i^\alpha) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\rho_i^\alpha$  и  $\psi_i^\alpha$  — нормальные координаты и скорость моды с номером  $\alpha$ ;  $\zeta$  — коэффициент трения бусинки в вязкой жидкости;  $m$  — масса броуновской частицы;  $2T\mu$  — коэффициент упругости;  $\lambda_\alpha$  — собственные числа матрицы Рауза;  $\Gamma_i^\alpha$  — сила гидродинамического взаимодействия;  $T_i^\alpha$  — сила внутренней вязкости;  $R^{\alpha\beta} \Phi_i^\beta$  — случайная сила;  $\tau$  — время релаксации вязкоупругого окружения;  $\zeta B_{ij}^\alpha$  и  $\zeta E_{ij}^\alpha$  — тензорные коэффициенты

внешнего и внутреннего сопротивления;  $\frac{D}{Dt} \Gamma_i^a$  — тензорная производная по Яуманну величины  $\Gamma_i^a$ ;  $v_{ij}$  — тензор градиентов скорости;  $\omega_{ij}$  — антисимметричный тензор градиентов скорости.

Описание динамических явлений в линейном по градиентам скорости приближении [1, 4–6] продемонстрировало преимущества указанного подхода по сравнению с остальными, что определило надежную основу для изучения нелинейных эффектов. При их рассмотрении в отличие от линейного случая следует учитывать наведенную анизотропию и считать, что каждая частица движется в среде, характеризуемой тензором анизотропии

$$a_{ij} = \frac{\langle s_i s_j \rangle}{\langle s^2 \rangle_0} - \frac{1}{3} \delta_{ij}, \quad (2)$$

где  $\langle s_i s_j \rangle$  — тензор гирации макромолекулярного клубка

$$\langle s_i s_j \rangle = \frac{1}{N+1} \sum_{\alpha=1}^N \langle \rho_i^\alpha \rho_j^\alpha \rangle \quad (3)$$

Здесь и далее угловые скобки означают усреднения по всевозможным реализациям случайной силы  $R^{\alpha\gamma} \Phi_i^\gamma$ .

Поскольку в равновесии

$$\langle s_i s_j \rangle = \frac{1}{3} \langle s^2 \rangle_0 \delta_{ij},$$

разложение тензора анизотропии по градиентам скорости начинается с членов первого порядка.

Теперь в уравнении динамики (1) коэффициенты сопротивления при малой анизотропии (малых градиентах скорости) можно записать в виде

$$B_{ij}^a = B(\delta_{ij} - 3\beta a_{ij}), \quad E_{ij}^a = E(\delta_{ij} - 3\varepsilon a_{ij}) \quad (4)$$

Далее будут получены определяющие уравнения с учетом наведенной внутренней анизотропии и рассмотрены следствия для простого сдвига.

Вычисление тензора напряжений может быть выполнено стандартным образом [1–3]. При этом в отличие от известных результатов работ [1, 3] можно показать, что при постоянной плотности системы тензор напряжений записывается в симметризованном виде

$$\sigma_{ik} = -nT\delta_{ik} + nT \sum_\alpha \left( 2\mu\lambda_\alpha \left( x_{ik}^\alpha - \frac{1}{2\mu\lambda_\alpha} \delta_{ik} \right) - \frac{1}{2T} (u_{ik}^\alpha + u_{ki}^\alpha) \right), \quad (5)$$

где введены одновременные корреляционные функции

$$x_{ik}^\alpha = \langle \rho_i^\alpha \rho_k^\alpha \rangle, \quad u_{ik}^\alpha = \langle \rho_i^\alpha T_k^\alpha \rangle \quad (6)$$

Указанное соотношение (5) с определенными в приложении уравнениями (17) и (18) для моментов  $x_{ik}^\alpha$  и  $u_{ik}^\alpha$  определяют движение линейных полимеров достаточно большой ММ и их достаточно концентрированных растворов.

Чтобы сопоставить результаты с опытом, рассмотрим стационарные течения с постоянным градиентом скорости  $v_{12} \neq 0$ .

Вначале определим тензор анизотропии  $a_{ik}$ . Используя определения (2), (3) и уравнение (17) с точностью до членов второго порядка по градиентам, получим

$$\begin{aligned} a_{ik} = & \frac{2\pi^2}{45} B \tau^* \gamma_{ik} + (B \tau^*)^2 \left( \frac{\pi^2}{45} \chi + \frac{4\pi^4}{945} (1+\psi) \right) \times \\ & \times (\omega_{ij} \gamma_{jk} + \omega_{kj} \gamma_{ji}) + \frac{8\pi^4}{945} (B \tau^*)^2 \gamma_{ij} \gamma_{jk} \end{aligned}$$

Здесь  $\tau^*$  – максимальное время релаксации по Раузу;  $\psi = E/B$ ;  $\gamma_{ik}$  – симметризованный тензор градиентов скорости. Теперь, используя полученные выражение для анизотропии, из формул (5), (17) и (18) получим для рассматриваемого случая ненулевые компоненты тензора напряжений

$$\begin{aligned}\sigma_{11} + nT(B\tau^*v_{12})^2 & \left( \frac{\pi^4}{45} + \frac{\pi^2}{6}\chi - \frac{\pi^4}{90}\beta \right) \\ \sigma_{22} + nT(B\tau^*v_{12})^2 & \left( \frac{\pi^2}{6}\chi + \frac{\pi^4}{90}\beta \right) \\ \sigma_{12} = \sigma_{21} & = \frac{\pi^2}{6}nTB\tau^*v_{12} \left[ 1 - (B\tau^*v_{12})^2 \left( \frac{2\pi^4}{315}\psi + \frac{2\pi^2}{15}\chi + \chi^2 + \frac{62\pi^4}{2725}\beta \right) \right]\end{aligned}$$

Здесь  $\chi = \tau/2B\tau^*$ . Отсюда определяем наблюдаемые в экспериментах [8, 9] величины

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{\sigma_{12}}{v_{12}} = \eta_0 \left[ 1 - \left( \frac{\sigma_{12}^0}{nT} \right)^2 \left( \frac{72}{315}\psi + \frac{72}{15\pi^2}\chi + \frac{36}{\pi^4}\chi^2 + \frac{2232}{2735}\beta \right) \right] \\ \sigma_{11} - \sigma_{22} &= nT(B\tau^*v_{12})^2 \left( \frac{\pi^4}{45} + \frac{\pi^2}{3}\chi \right) \\ \sigma_{22} - \sigma_{33} &= -nT(B\tau^*v_{12})^2 \left( \frac{\pi^2}{6}\chi + \frac{\pi^4}{90}\beta \right),\end{aligned}\tag{7}$$

где  $\eta_0 = \frac{\pi^2}{6}nTB\tau^*$  – начальная сдвигаемая вязкость;  $\sigma_{12}^0 = \eta_0 v_{12}$ .

Итак, три обстоятельства приводят к возникновению нелинейных эффектов при сдвиге: кинетическая жесткость макромолекулы  $\psi$ , последействие окружения  $\chi$  и наведенная анизотропия  $\beta$ . Необходима оценка указанных параметров  $\psi$ ,  $\chi$  и  $\beta$ .

Наиболее просто и надежно определяется параметр  $\chi$ , представляющий отношение средних квадратов характерного масштаба и размера макромолекулы и определяемый формулой [5, 7, 8]

$$\chi = \frac{\pi^2}{12} \frac{M_e}{M},\tag{8}$$

где  $M_e$  – ММ цепи макромолекулы между «зацеплениями»;  $M$  – ММ полимера. Оценка значений  $\chi$  по формуле (8) с учетом данных для  $M_e$ , приведенных, например, в обзоре [8], показывает, что для концентрированных растворов и расплавов полимеров всегда  $\chi \ll 1$ .

Отношение второй к первой разности нормальных напряжений не зависит от параметра  $\psi$  и имеет вид

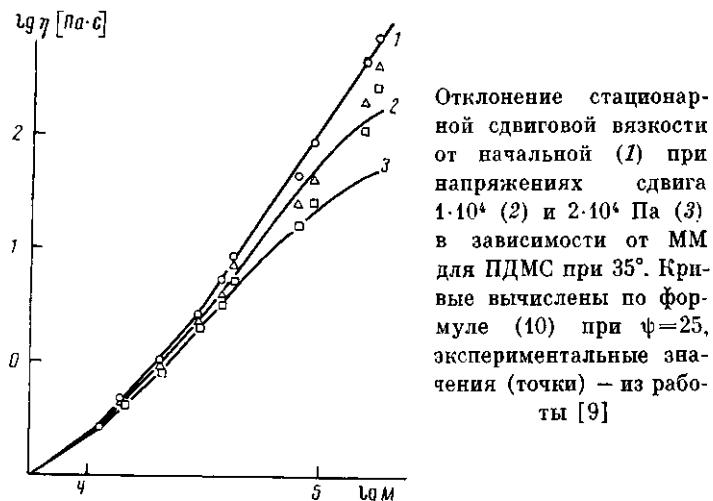
$$-\frac{\sigma_{22} - \sigma_{33}}{\sigma_{11} - \sigma_{22}} = \frac{15}{2\pi^2}\chi + \frac{1}{2}\beta\tag{9}$$

Это соотношение обобщает указанную ранее в работе [7] формулу на случай учета наведенной анизотропии.

Известно [8], что отношение разностей нормальных напряжений для рассматриваемых систем мало ( $\approx 0,1$ ), что совместно с утверждением о малости  $\chi$  позволяет по соотношению (9) сделать оценку значения  $\beta$ . Таким образом, можно считать, что типичные значения  $\beta \ll 1$ .

Измерения отношения разностей нормальных напряжений для полимеров различных ММ позволили бы на основе соотношения (9) оценить вклад каждого из влияний отдельно, поскольку  $\beta$  не зависит от ММ, а  $\chi \sim M^{-1}$ .

Обсудим теперь зависимость  $\eta$  от напряжений, обратившись к экспериментальным данным работы [9]. При сопоставлении выражения для вязкости (7) и результатов работы [9] найдено, что малые значения параметров  $\psi$ ,  $\chi$  и  $\beta$  не могут количественно объяснить наблюдаемые эффекты. Поскольку  $\chi$  и  $\beta$  не могут быть большими, остается единственная



возможность связать эффект с внутренней вязкостью  $\psi$ . Тогда формулу для сдвиговой вязкости, опуская члены с  $\beta$  и  $\chi$ , можно записать в виде

$$\eta = \frac{\eta_0}{1 + \frac{72}{315} \left( \frac{\sigma_{12}^0}{nT} \right)^2 \psi} \quad (10)$$

На рисунке сопоставлены экспериментальные данные для вязкости ПДМС различных ММ при  $35^\circ$  [9] с результатами расчетов по формуле (10) при  $\psi=25$ . Видно, что внутренняя жесткость макромолекулы играет существенную роль в проявлении нелинейного поведения расплавов полимеров. Разумеется, не исключено, что для других систем возможна другая ситуация и преобладающими могут оказаться слагаемые с  $\chi$  или  $\beta$ .

#### Приложение

**Выход релаксационных уравнений.** Как следует из выражения (5), для расчета напряжений, возникающих при деформировании системы, необходимо знание моментов  $x_{ik}^\alpha$  и  $u_{ik}^\alpha$ , определяемых равенствами (6). Уравнения для указанных моментов определим из системы (1) в которой случайный процесс  $R^{\alpha\gamma}\Phi_i^\gamma$  предполагается гауссовским с нулевым средним. Его корреляционная функция определяется из условия, чтобы в равновесии из уравнений (1) следовали известные результаты [1, 2]

$$\langle \rho_i^\alpha \rho_k^\alpha \rangle = \frac{1}{2\mu\lambda_\alpha} \delta_{ik}, \quad \langle \rho_i^\alpha \psi_k^\alpha \rangle = 0$$

$$\langle \psi_i^\alpha \psi_k^\alpha \rangle = \frac{T}{m} \delta_{ik},$$

что дает соотношение

$$\langle R^{\alpha\gamma}\Phi_i^\gamma(t) R^{\beta\delta}\Phi_j^\delta(s) \rangle = \left( 2T\zeta\delta(t-s) + \frac{T\zeta}{\tau} (B_{ij}^\alpha + E_{ij}^\alpha) e^{-\frac{|t-s|}{\tau}} \right) \delta_{\alpha\beta} \quad (11)$$

Из уравнений (1) можно исключить силы  $\Gamma_i^\alpha$  и  $T_i^\alpha$ . Для этого введем новую переменную  $\varphi_i^\alpha = \frac{d}{dt} \psi_i^\alpha$ , продифференцируем второе уравнение в системе (1) и, используя определение сил  $\Gamma_i^\alpha$  и  $T_i^\alpha$ , получим

$$\frac{d}{dt} \rho_i^\alpha = \psi_i^\alpha, \quad \frac{d}{dt} \psi_i^\alpha = \varphi_i^\alpha$$

$$\frac{m}{\zeta} \frac{d}{dt} \varphi_i^\alpha = \mu_{ij}^\alpha \varphi_j^\alpha + \lambda_{ij}^\alpha \psi_j^\alpha + x_{ij}^\alpha \rho_j^\alpha + \frac{1}{\zeta\tau} \xi_i^\alpha,$$
(12)

где

$$x_{ij}^\alpha = -\frac{1}{\tau\tau_\alpha^R} \left( -\frac{1}{2} \delta_{ij} + \tau\tau_\alpha^R v_{ij} + \tau_\alpha^R B_{ij}^\alpha v_{ij} + \tau_\alpha^R E_{ij}^\alpha \omega_{ij} + \frac{\tau}{2} \omega_{ij} - \tau\tau_\alpha^R \omega_i v_j \right),$$

$$\begin{aligned}\lambda_{ij}^{\alpha} &= -\frac{1}{\tau} \left( -\delta_{ij} - \frac{\tau}{2\tau_{\alpha}^R} \delta_{ij} - B_{ij}^{\alpha} - E_{ij}^{\alpha} + \tau \omega_{ij} + \tau v_{ij} \right), \\ \mu_{ij}^{\alpha} &= -\frac{m}{\zeta \tau} \delta_{ij} - \delta_{ij} + \frac{m}{\zeta} \omega_{ij}, \quad \tau_{\alpha}^R = \frac{\zeta}{4T\mu\lambda_{\alpha}}.\end{aligned}\tag{13}$$

Здесь введен новый случайный процесс  $\xi_i^{\alpha}$ , который определяется выражением

$$\dot{\xi}_i^{\alpha} = \tau \frac{D}{Dt} R^{\alpha i} \Phi_i^{\gamma} + R^{\alpha i} \Phi_i^{\gamma}$$

Статистические свойства этого процесса определяются его корреляционной функцией  $\langle \xi_i^{\alpha}(t) \xi_k^{\beta}(s) \rangle$ . Если в качестве этой функции возьмем

$$\langle \xi_i^{\alpha}(t) \xi_k^{\beta}(s) \rangle = 2T\zeta(B_{ik}^{\alpha} + E_{ik}^{\alpha}) \delta(t-s) \delta_{\alpha\beta}, \tag{14}$$

то при предельном переходе  $t \rightarrow 0$ ,  $\zeta \rightarrow 0$  получим флукуационно-диссипативное соотношение (11).

Из системы (12) можно найти статистические характеристики системы, которые определяют макроскопические (наблюдаемые в опытах) свойства линейных полимеров. Обозначая корреляционные функции как

$$\begin{aligned}y_{ik}^{\alpha} &= \langle \rho_i^{\alpha} \psi_k^{\alpha} \rangle, \quad m_{ik}^{\alpha} = \langle \psi_i^{\alpha} \psi_k^{\alpha} \rangle, \quad z_{ik}^{\alpha} = \langle \psi_i^{\alpha} \psi_k^{\alpha} \rangle, \\ l_{ik}^{\alpha} &= \langle \varphi_i^{\alpha} \varphi_k^{\alpha} \rangle, \quad n_{ik}^{\alpha} = \langle \rho_i^{\alpha} \varphi_k^{\alpha} \rangle,\end{aligned}$$

получим для них из выражения (12) следующие дифференциальные уравнения

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} x_{ik}^{\alpha} &= y_{ik}^{\alpha} + y_{ki}^{\alpha}, \quad \frac{d}{dt} y_{ik}^{\alpha} = z_{ik}^{\alpha} + n_{ik}^{\alpha}, \quad \frac{d}{dt} z_{ik}^{\alpha} = m_{ik}^{\alpha} + m_{ki}^{\alpha} \\ \frac{m}{\zeta} \frac{d}{dt} n_{ik}^{\alpha} &= \frac{m}{\zeta} m_{ik}^{\alpha} + \mu_{kj}^{\alpha} n_{ij}^{\alpha} + \lambda_{kj}^{\alpha} y_{ij}^{\alpha} + \chi_{kj}^{\alpha} x_{ij}^{\alpha} + \frac{1}{\zeta \tau} \langle \rho_i^{\alpha} \xi_k^{\alpha} \rangle \\ \frac{m}{\zeta} \frac{d}{dt} m_{ik}^{\alpha} &= \frac{m}{\zeta} l_{ik}^{\alpha} + \mu_{kj}^{\alpha} m_{ij}^{\alpha} + \lambda_{kj}^{\alpha} n_{ij}^{\alpha} + \chi_{kj}^{\alpha} y_{ij}^{\alpha} + \frac{1}{\zeta \tau} \langle \psi_i^{\alpha} \xi_k^{\alpha} \rangle \\ \frac{m}{\zeta} \frac{d}{dt} l_{ik}^{\alpha} &= \mu_{kj}^{\alpha} l_{ji}^{\alpha} + \lambda_{kj}^{\alpha} m_{ji}^{\alpha} + \chi_{kj}^{\alpha} n_{ji}^{\alpha} + \mu_{ij}^{\alpha} l_{jk}^{\alpha} + \lambda_{ij}^{\alpha} m_{jk}^{\alpha} + \chi_{ij}^{\alpha} n_{jk}^{\alpha} + \\ &\quad + \frac{1}{\zeta \tau} (\langle \varphi_i^{\alpha} \xi_k^{\alpha} \rangle + \langle \varphi_k^{\alpha} \xi_i^{\alpha} \rangle)\end{aligned}\tag{15}$$

В случае, когда равновесие по скоростям уже установленось, т. е.  $m/\zeta = 0$ , и в системе уравнений (15) все производные по времени равны нулю за исключением производной от  $x_{ik}^{\alpha}$ , функции (13) принимают вид

$$\begin{aligned}\mu_{ij}^{\alpha} &= -\delta_{ij}, \quad \lambda_{ij}^{\alpha} = \omega_{ij} + v_{ij} - \frac{1}{\tau} B_{ij}^{\alpha} - \frac{1}{\tau} E_{ij}^{\alpha} - \frac{1}{2\tau_{\alpha}^R} \delta_{ij} \\ \chi_{ij}^{\alpha} &= -\frac{1}{2\tau_{\alpha}^R} \delta_{ij} + \frac{1}{\tau} B_{ij}^{\alpha} v_{ij} + \frac{1}{\tau} E_{ij}^{\alpha} \omega_{ij} + \frac{1}{2\tau_{\alpha}^R} \omega_{ij}\end{aligned}$$

и тогда, используя выражения (4) и (14) из (15) с точностью до членов первого порядка по анизотропии  $a_{ij}$  имеем

$$\begin{aligned}y_{ik}^{\alpha} &= -\frac{1}{2\tau_{\alpha}} (x_{ik}^{\alpha} - x_{ik}^{0\alpha}) + \omega_{kj} x_{ji}^{\alpha} + B \frac{\tau_{\alpha}^R}{\tau_{\alpha}} \gamma_{kj} x_{ji}^{\alpha} - \\ &\quad - 3B \frac{\tau_{\alpha}^R}{\tau_{\alpha}} \left[ \left( \beta - (\beta + \psi e) B \frac{\tau_{\alpha}^R}{\tau_{\alpha}} \right) a_{kl} \gamma_{lj} x_{ji}^{\alpha} + \frac{(\beta + \psi e)}{2\tau_{\alpha}} a_{kj} (x_{ji}^{\alpha} - x_{ji}^{0\alpha}) \right]\end{aligned}\tag{16}$$

Здесь  $x_{ik}^{0\alpha} = \frac{1}{2\mu\lambda_{\alpha}} \delta_{ik}$  и введено новое время релаксации  $\tau_{\alpha} = \frac{\tau}{2} + \tau_{\alpha}^R (B + E)$ . Под-

ставляя последнее равенство в первое уравнение системы (15), получим релаксационное уравнение для момента  $x_{ik}^{\alpha}$

$$\begin{aligned} \tau_\alpha \frac{D}{Dt} x_{ik}^\alpha - (x_{ik}^\alpha - x_{ik}^{0\alpha}) = & B \tau_\alpha^R (\gamma_{ij} x_{jk}^\alpha + \gamma_{kj} x_{ji}^\alpha) - 3B \tau_\alpha^R \left[ \frac{\beta + \psi e}{2\tau_\alpha} (a_{ij} (x_{jk}^\alpha - x_{jk}^{0\alpha}) + \right. \\ & \left. + a_{kj} (x_{ji}^\alpha - x_{ji}^{0\alpha})) + \left( \beta - (\beta + \psi e) B \frac{\tau_\alpha^R}{\tau_\alpha} \right) (a_{ii} \gamma_{ij} x_{jk}^\alpha + a_{kj} \gamma_{ji} x_{ii}^\alpha) \right] \end{aligned} \quad (17)$$

Найдем теперь уравнение для  $u_{ik}^\alpha$ . Из последнего уравнения в системе (1) и определения (6) для  $u_{ik}^\alpha$  получаем

$$\frac{d}{dt} u_{ik}^\alpha - \omega_{kj} u_{ij}^\alpha = - \frac{1}{\tau} u_{ik}^\alpha - \frac{\zeta}{\tau} E_{kj}^\alpha (y_{ij}^\alpha - \omega_{ji} x_{ii}^\alpha)$$

Подставляя сюда  $y_{ij}^\alpha$  из формулы (16) с точностью до членов первого порядка по анизотропии, получаем, используя соотношения (4),

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} u_{ik}^\alpha - \omega_{kj} u_{ij}^\alpha + \frac{1}{\tau} u_{ik}^\alpha = & - \frac{\zeta}{\tau} E \left( - \frac{1}{2\tau_\alpha} (x_{ik}^\alpha - x_{ik}^{0\alpha}) + \right. \\ & + B \frac{\tau_\alpha^R}{\tau_\alpha} \gamma_{kl} x_{li}^\alpha - 3B \frac{\tau_\alpha^R}{\tau_\alpha} \left[ \left( \frac{\beta + \psi e}{2\tau_\alpha} - \frac{e}{2\tau_\alpha^R} \right) a_{kj} (x_{ji}^\alpha - x_{ji}^{0\alpha}) + \right. \\ & \left. \left. + \left( \beta + e - (\beta + \psi e) B \frac{\tau_\alpha^R}{\tau_\alpha} \right) a_{kj} \gamma_{jl} x_{li}^\alpha \right] \right) \end{aligned}$$

Уравнения (17) и (18) обобщают результаты, полученные в работах [2, 3], на случай учета наведенной анизотропии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Покровский В. Н., Волков В. С. // Высокомолек. соед. А. 1978. Т. 20. № 12. С. 255.
2. Волков В. С. // Физика и химия каучука и резины. Т. 2. М., 1984.
3. Volkov V. S., Vinogradov G. V. // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 1985. V. 18. P. 163.
4. Покровский В. Н., Кокорин Ю. К. // Высокомолек. соед. Б. 1984. Т. 26. № 8. С. 573.
5. Покровский В. Н., Кокорин Ю. К. // Высокомолек. соед. Б. 1985. Т. 27. № 10. С. 794.
6. Покровский В. Н., Кокорин Ю. К. // Высокомолек. соед. А. 1987. Т. 29. С. 2173.
7. Гребнев В. Л., Покровский В. Н. // Высокомолек. соед. Б. 1987. Т. 29. № 9. С. 704.
8. Graessley W. W. // Advances Polymer Sci. 1974. V. 16. P. 1.
9. Ito Y., Shishido S. // J. Polymer Sci. 1972. V. 10. P. 2239.

Алтайский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
26.VI.1987

#### DEPENDENCE OF STATIONARY SHEAR VISCOSITY OF LINEAR POLYMERS ON STRESS IN THE THEORY OF THE MOLECULAR FIELD

Pyshnograi G. V., Pokrovskii V. N.

#### Summary

The expressions for the stress tensor of concentrated solutions and melts of linear polymers and the relaxational equations for moments have been derived taking into account the induced anisotropy. The equations are solved in the stationary case up to the third order towards the shear rate and first order towards the anisotropy and as a result the dependence of the stationary shear viscosity on stress is derived.