

УДК 541.182.022:532.135

Е. А. Кирсанов, Ю. Н. Тимошин

НЕНЬЮТОНОВСКОЕ ТЕЧЕНИЕ СТРУКТУРИРОВАННЫХ СИСТЕМ. XV. СДВИГОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Московский государственный областной социально-гуманитарный институт,
ул. Зеленая, д. 30, 140411 Коломна, Московская область, Россия. E-mail: Kirsanov47@mail.ru

Структурная реологическая модель используется для описания реологического поведения полимерных и дисперсных систем при измерениях с помощью колебаний. Сделано предположение, что эффективная скорость при сдвиговых колебаниях влияет на структуру системы аналогично скорости сдвига при стационарном сдвиговом течении. Уравнения, полученные для стационарного сдвигового течения, преобразованы для описания вязкого и упругого поведения структурированных систем. Модуль вязкости и модуль упругости $G'(\omega)$, $G''(\omega)$ представлены уравнениями: $G'^{1/2} = \frac{g'' \omega^{1/2}}{\omega^{1/2} + \chi''} + \eta_{\infty}^{1/2} \omega^{1/2}$ и

$G''^{1/2} = \frac{g' \omega^{1/2}}{\omega^{1/2} + \chi'} + \eta_{\infty}'^{1/2} \omega^{1/2}$. Эти уравнения хорошо описывают экспериментальные данные в области

высоких частот. В области низких частот динамическая вязкость η' выходит на плато, подобно обычной сдвиговой вязкости. Экспериментальные значения модуля упругости $G'(\omega)$ располагаются ниже теоретической кривой, эти результаты можно описать эмпирической зависимостью

$G'^{1/2} = g_0''(\omega^{1/2} - \omega_0^{1/2})$.

Ключевые слова: вязкоупругие системы, динамические измерения, структурная реологическая модель, модуль упругости, модуль вязкости.

Е. А. Kirsanov, Yu. N. Timoshin

NON-NEWTONIAN FLOW OF STRUCTURED SYSTEMS. XV. SHEAR VIBRATIONS

Moscow State Region Socio-Humanitarian Institute
Zelenaya Str., 30, 140411 Kolomna, Moscow Region, Russia. E-mail: Kirsanov47@mail.ru

A structural rheological model is used to describe the rheological behavior of polymer and disperse systems under oscillatory testing. It is suggested that the effective rate under shear vibrations affects the structure of the system similarly to the shear rate at stationary shear flow. The equations obtained for the steady shear flow were converted for the description of the viscoelastic behavior of structured systems in the high frequency region. The viscous modulus $G'(\omega)$ and the elastic modulus $G''(\omega)$ are represented by equations:

$G'^{1/2} = \frac{g'' \omega^{1/2}}{\omega^{1/2} + \chi''} + \eta_{\infty}^{1/2} \omega^{1/2}$ and $G''^{1/2} = \frac{g' \omega^{1/2}}{\omega^{1/2} + \chi'} + \eta_{\infty}'^{1/2} \omega^{1/2}$. These equations describe well the experimental

data at high frequencies. At low frequencies, the dynamic viscosity η' reaches a plateau, similar to the

conventional shear viscosity. The experimental values of the elastic modulus $G'(\omega)$ are located below the theoretical curve, these results can be described by the empirical dependence $G'^{1/2} = g_0''(\omega^{1/2} - \omega_0^{1/2})$.

Key words: viscoelastic system, dynamic measurements, structural rheological model, elastic modulus, viscous modulus.

Введение

Структурированная система (структурированная жидкость) способна течь при достаточно высоких напряжениях, но также способна упруго деформироваться при малых напряжениях сдвига. В состоянии покоя структурированные жидкости имеют некоторую микроструктуру – совокупность агрегатов, или сплошную сетку сцепленных между собой частиц. Деформация микроструктуры под действием внешних сил напоминает растяжение пружины, система приобретает упругую энергию подобно растянутой пружине и возвращается к исходному состоянию, когда внешнее напряжение исчезает. В общем часть работы внешних сил затрачивается на увеличение упругой энергии (моделью идеальной упругой системы является пружина), а часть – рассеивается в результате вязкого трения (моделью идеальной вязкой системы является демпфер). Поэтому в качестве механической модели вязкоупругих систем обычно выбирают совокупность пружин и демпферов [1–3].

В этой работе рассмотрен альтернативный подход к описанию вязкоупругих свойств, основанный на аналогии между стационарным сдвиговым течением и сдвиговыми колебаниями и позволяющий использовать структурную модель течения.

1. Феноменологическое описание сдвиговых колебаний и структурная реологическая модель

Синусоидальные сдвиговые колебания жидкости обычно реализуются с помощью колебаний конуса в системе конус–плоскость (или цилиндра–ротора в системе коаксиальных цилиндров), причем величина амплитуды деформации γ_0 фиксирована и выбрана достаточно малой. Величина деформации и частота колебаний задается, а возникающие в жидкости напряжения измеряются в ходе эксперимента.

При динамических измерениях деформация сдвига в образце вещества изменяется по синусоидальному закону $\gamma = \gamma_0 \sin \omega t$. Скорость сдвига равна $\dot{\gamma} = \gamma_0 \omega \cos \omega t$. Измеряемое напряжение сдвига τ изменяется также по синусоидальному закону, но с отставанием на угол δ :

$$\tau = \tau_0 \sin(\omega t + \delta). \quad (1)$$

В процессе измерения задаются циклическая частота ω и амплитуда сдвиговой деформации γ_0 , измеряются величина амплитуды напряжения τ_0 и угол сдвига фаз δ . В случае упругого твердого тела колебания деформации и напряжения совпадают по фазе, т. е. $\delta = 0$ (упругое поведение). В случае неупругой вязкой жидкости угол сдвига фаз $\delta = \pi/2$ (вязкое поведение). Вязкоупругая жидкость частично запасает упругую энергию и частично рассеивает энергию в виде теплоты за счет внутреннего трения.

Рассмотрим основные особенности сдвиговых колебаний, не привлекая на первом этапе какую-либо конкретную реологическую модель.

Напряжение сдвига (1) легко переписать в виде

$$\tau = \tau_0 \cos \delta \sin \omega t + \tau_0 \sin \delta \cos \omega t. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое представляет собой колебание, совпадающее по фазе с деформацией (т. е. упругая составляющая напряжения сдвига). Второе слагаемое совпадает по фазе со скоростью сдвига (т. е. вязкая составляющая напряжения сдвига). Вводятся специальные коэффициенты, названные модулем упругости (или накопления) G' и модулем вязкости (или потерь) G'' , следующим образом:

$$G' = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \cos \delta; \quad G'' = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \sin \delta. \quad (3)$$

Тогда выражение для напряжения сдвига приобретает вид:

$$\tau = G' \gamma_0 \sin \omega t + G'' \gamma_0 \cos \omega t. \quad (4)$$

Также вводят два коэффициента вязкости: динамическая вязкость η' , которая сходна со сдвиговой вязкостью стационарного течения, и запасенная (мнимая) вязкость или динамическая упругость η'' , которая связана с упругостью вещества:

$$\eta' = G'' / \omega, \quad \eta'' = G' / \omega. \quad (5)$$

Тогда выражение для напряжения сдвига приобретает вид:

$$\tau = \eta'' \gamma_0 \omega \sin \omega t + \eta' \gamma_0 \omega \cos \omega t. \quad (6)$$

Чтобы сопоставить сдвиговые колебания со случаями простого сдвигового течения и простого упругого сдвига, представим напряжение τ в виде

$$\tau = G' \gamma_0 \sin \omega t + \eta' \gamma_0 \omega \cos \omega t \quad \text{или} \\ \tau = \tau'' + \tau' = G' \gamma + \eta' \dot{\gamma}. \quad (7)$$

Таким образом, можно отдельно записать напряжение сдвига τ'' , отвечающее за упругую деформацию сдвига, и напряжение сдвига τ' , связанное с преодолением вязкого сопротивления вещества. Напряжение сдвига явным образом разделяется на «упругую» и на «вязкую» составляющие.

Рассмотрим превращения энергии при сдвиговых колебаниях в жидкости, используя работу [4].

Работа внешних сил (механическая работа) в единице объема определяется уравнениями

$$dW = \tau d\gamma = \tau \dot{\gamma} dt, \quad W = \int_0^t \tau \dot{\gamma} dt.$$

После подстановки значений τ и $\dot{\gamma}$ можно рассчитать значения запасенной упругой энергии W_e и значения диссипации энергии за счет вязкости W_d . Величина запасенной упругой энергии W_e за половину периода или за период T равна нулю. Энергия, запасенная за первую четверть периода за счет внешних сил, равна

$$W_e = \int_0^{T/4} \tau \dot{\gamma} dt = \frac{\tau_0 \gamma_0}{2} \cos \delta = \frac{G' \gamma_0^2}{2}. \quad (8)$$

Модуль упругости G' является аналогом коэффициента упругости пружины. В следующую четверть периода упругое состояние образца исчезает и упругая энергия становится равной нулю. Затем процесс повторяется.

Энергия, потерянная за счет вязкости за четверть периода, равна

$$W_d = \int_0^{T/4} \tau \dot{\gamma} dt = \frac{\pi \tau_0 \gamma_0}{4} \sin \delta = \frac{\pi}{4} G'' \gamma_0^2 = \frac{\pi}{4} \eta' \omega \gamma_0^2, \quad (9)$$

за полный цикл – $W_d = \pi G'' \gamma_0^2$.

Легко рассчитать средние потери энергии за единицу времени:

$$\overline{W}_d = \frac{\eta' \omega^2 \gamma_0^2}{2} = \eta' \bar{\dot{\gamma}}^2. \quad (10)$$

Здесь величина $\bar{\dot{\gamma}} = \omega \gamma_0 / \sqrt{2}$ равна эффективной скорости сдвиговых колебаний, поэтому уравнение аналогично формуле для расчета диссипации энергии стационарного течения $W_d = \eta \dot{\gamma}^2$. В этом случае динамическая вязкость η' должна быть аналогом сдвиговой вязкости η стационарного сдвигового течения.

Кроме того, можно получить полезные соотношения:

$$G' = 2 W_e (T/4) / \gamma_0^2, \quad G'' = \pi / 4 W_d (T/4) / \gamma_0^2. \quad (11)$$

Таким образом, при постоянном значении γ_0 значения G' и G'' прямо пропорциональны упругой и рассеянной за четверть периода энергии, соответственно.

Тангенс угла сдвига фаз показывает отношение потерянной энергии к запасенной:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{G''}{G'} = \frac{\eta'}{\eta''} = \frac{2 W_d (T/4)}{\pi W_e (T/4)} \quad \text{или} \quad \frac{W_d (T/4)}{W_e (T/4)} = \frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \delta.$$

Феноменологическое описание показывает, что явления упругости и вязкости при сдвиговых колебаниях можно рассматривать по отдельности.

Известно [3], что динамические испытания, т. е. измерения в режиме сдвиговых колебаний, проводят при малых углах поворота (менее 1°), чтобы не выйти за пределы области линейной вязкоупругости, где частота ω осциллирующей деформации всегда равна частоте измеряемого осциллирующего напряжения (линейная среда). Обычно полагают, что в этих условиях сохраняется внутренняя структура вещества или, по крайней мере, быстро восстанавливается в пределах полупериода колебаний. Если форма синусоиды не искажается, то можно считать, что вязкость и упругость в течение цикла колебаний не изменяются. Но при изменении частоты колебаний увеличение амплитуды скорости ($\gamma_0 \omega$) может привести к изменению структуры системы и новым значениям параметров вязкости и упругости.

Оценим возможность использования структурной реологической модели, предложенной для описания стационарного сдвигового течения, при интерпретации сдвиговых колебаний. Сделаем важное допущение, что действие сдвиговых колебаний на структуру системы подобно действию непрерывного сдвигового течения; причем $\dot{\gamma} = k' \bar{\gamma} = k' \gamma_0 \omega / \sqrt{2}$, $\tau' = \eta' \gamma_0 \omega / \sqrt{2}$, k' – фактор смещения.

Обобщенная модель течения [5] позволила получить для стационарного сдвигового течения реологическое уравнение вида

$$\tau^{1/2} = \frac{\tau_c^{1/2} \dot{\gamma}^{1/2}}{\chi + \dot{\gamma}^{1/2}} + \eta_c^{1/2} \dot{\gamma}^{1/2}. \quad (12)$$

Первое слагаемое относится к потерям энергии вязкого течения при движении агрегатов частиц (или ассоциатов макромолекул), второе описывает потери энергии при движении отдельных частиц (или макромолекул).

Коэффициент χ указывает на тенденцию к образованию бесконечно большого агрегата частиц и связан с рыхлостью или компактностью отдельного агрегата частиц. Он определяет пластичное или псевдопластичное поведение структурированной системы, поскольку равен нулю, если отсутствует спонтанный отрыв частиц от агрегата.

Коэффициент τ_c характеризует степень агрегации системы и приобретает смысл предельного динамического напряжения сдвига только при условии $\chi \rightarrow 0$.

Коэффициент вязкости Кэссона η_c равен вязкости системы при полном разрушении исходных агрегатов (или полном разрыве всех зацеплений макромолекул), т. е. связан с обтеканием отдельных частиц (или макромолекул) вязкой дисперсионной средой.

По аналогии с обобщенным уравнением течения с помощью прямой подстановки можно записать для сдвиговых колебаний выражение (при $\gamma_0 = \text{const}$, $k' = \text{const}$):

$$\eta'^{1/2} = \frac{g'}{\omega^{1/2} + \chi'} + \eta_\infty'^{1/2}, \quad (13)$$

где коэффициент g' показывает степень агрегации

частиц или плотность зацеплений макромолекул, коэффициент χ' указывает на тенденцию образования рыхлых агрегатов частиц или ассоциатов макромолекул, коэффициент $\eta_\infty'^{1/2}$ описывает вязкость, возникающую за счет обтекания отдельных частиц или макромолекул.

В той же форме записывается уравнение для модуля потерь

$$G''^{1/2} = \frac{g' \omega^{1/2}}{\omega^{1/2} + \chi'} + \eta_\infty'^{1/2} \omega^{1/2}. \quad (14)$$

Ранее мы показали [6], что уравнение вида (13) пригодно для описания экспериментальных зависимостей динамической вязкости η' от циклической частоты ω , полученных для ряда растворов полимеров, сдвиговая вязкость которых описывается обобщенным уравнением течения (12).

Недавно структурная реологическая модель была распространена [7] на упругое поведение полимерных систем, а именно, на описание первой разности нормальных напряжений:

$$N_1^{1/2} = \frac{n_{ST}}{\dot{\gamma}^{1/2} + \chi_{ST}} \dot{\gamma}^{1/2} + n_\infty \dot{\gamma}^{1/2}. \quad (15)$$

Первое слагаемое представляет собой структурную часть упругости, обусловленную ассоциатами макромолекул; вторая часть описывает собственную упругость отдельных макромолекул.

Запишем аналогичные выражения для модуля упругости G' и динамической упругости η'' :

$$G'^{1/2} = \frac{g'' \omega^{1/2}}{\omega^{1/2} + \chi''} + \eta_\infty''^{1/2} \omega^{1/2}, \quad (16)$$

$$\eta''^{1/2} = \frac{g''}{\omega^{1/2} + \chi''} + \eta_\infty''^{1/2}. \quad (17)$$

Первое слагаемое представляет собой структурную часть модуля упругости (или динамической упругости), обусловленную ассоциатами макромолекул; второе слагаемое описывает часть модуля упругости (или динамической упругости), связанную с отдельными макромолекулами.

Целью представленной работы является проверка возможности применения структурной реологической модели для описания сдвиговых колебаний в отдельных полимерных и дисперсных системах.

2. Аппроксимация экспериментальных кривых уравнениями структурной реологической модели

Вязкое и упругое поведение при сдвиговых колебаниях образцов водного раствора полиакриламида и ксантана [8] представлено на рис. 1, 2. Рассчитанные значения коэффициентов приведены в табл. 1.

В книге Хантера [1] описаны реологические свойства образца полистирола (*Styron 686, Dow*

Chemical co.), со следующими значениями молярной массы и характером ММР: $\overline{M}_w = 2,89 \times 10^5$; $\overline{M}_n = 1,02 \times 10^5$. Аппроксимация этих данных уравнениями структурной модели представлена на рис. 3.

Вязкоупругое поведение суспензии электростатически стабилизированных частиц латекса в водном растворе [9] показано на рис. 4. Значения коэффициентов реологических уравнений приведены в табл. 1.

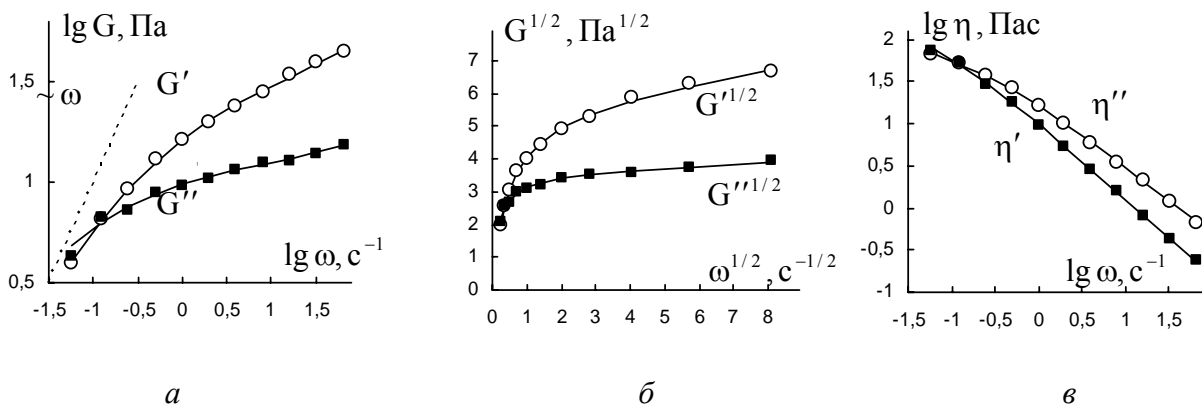


Рис. 1. Реологическое поведение 2 % водного раствора полиакриламида (линейный полимер в форме статистического клубка):

a – зависимости модуля вязкости (квадраты) и модуля упругости (кружки) от циклической частоты сдвиговых колебаний в двойных логарифмических координатах; *б* – кривые сдвиговых колебаний в корневых координатах; *в* – зависимости динамической вязкости (квадраты) и динамической упругости (кружки) от циклической частоты сдвиговых колебаний в двойных логарифмических координатах. Данные из работы [8]

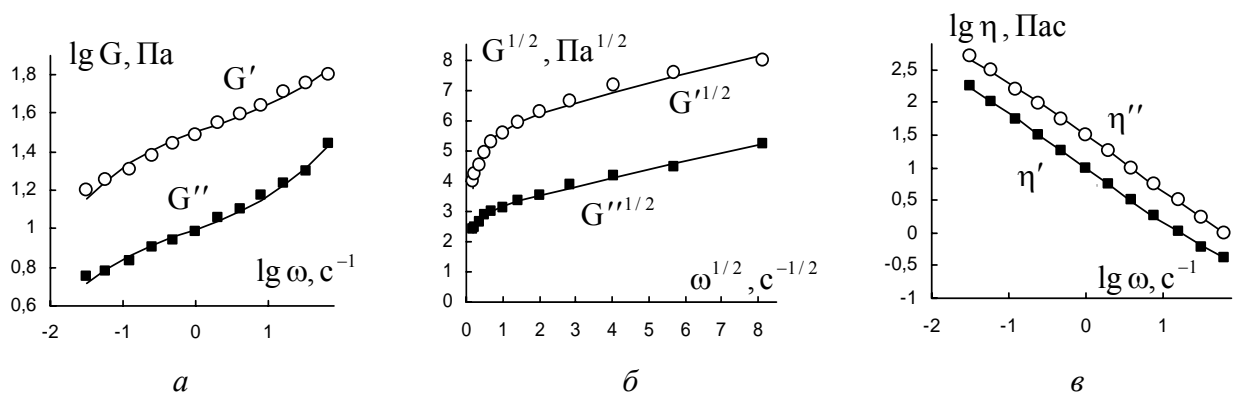


Рис. 2. Реологическое поведение 3 % водного раствора ксантана (биополимер с молекулами в форме стержня): *a* – зависимости модуля вязкости (квадраты) и модуля упругости (кружки) от циклической частоты сдвиговых колебаний в двойных логарифмических координатах; *б* – кривые сдвиговых колебаний в корневых координатах; *в* – зависимости динамической вязкости (квадраты) и динамической упругости (кружки) от циклической частоты сдвиговых колебаний в двойных логарифмических координатах. Данные из работы [8]

Таблица 1. Реологические характеристики расплавов полимеров, кривые течения и кривые упругости (единицы измерения в системе СИ)

Система	Вязкость G'' , η'			Упругость G' , η''		
	g'	χ'	$\eta_{\infty}'^{1/2}$	g''	χ''	$\eta_{\infty}''^{1/2}$
2 % водный раствор полиакриламида [8]	3,53	0,15	0,053	5,64	0,45	0,17
3 % водный раствор ксантана [8]	3,1	0,065	0,27	5,94	0,105	0,28
расплав полистирола [1]	318,8	1,59	7,23	244,6	1,79	4,63
полистирольный латекс в водном растворе 10^{-2} М NaCl [9]	10,3	0,44	11,7	11,3	0,092	0,063
раствор полистирола в трикрезолфосфате [10]	25,6	0,14	0,28	49,7	0,68	0,09
расплав полиэтилена 140 °С [3]	147	1,0	9,0	286,0	3,68	1,46
расплав полиэтилена 190 °С [3]	120	1,8	7,6	202	5,6	3,6
расплав полиэтилена 240 °С [3]	115	3,7	5,0	199,7	11,5	1,9

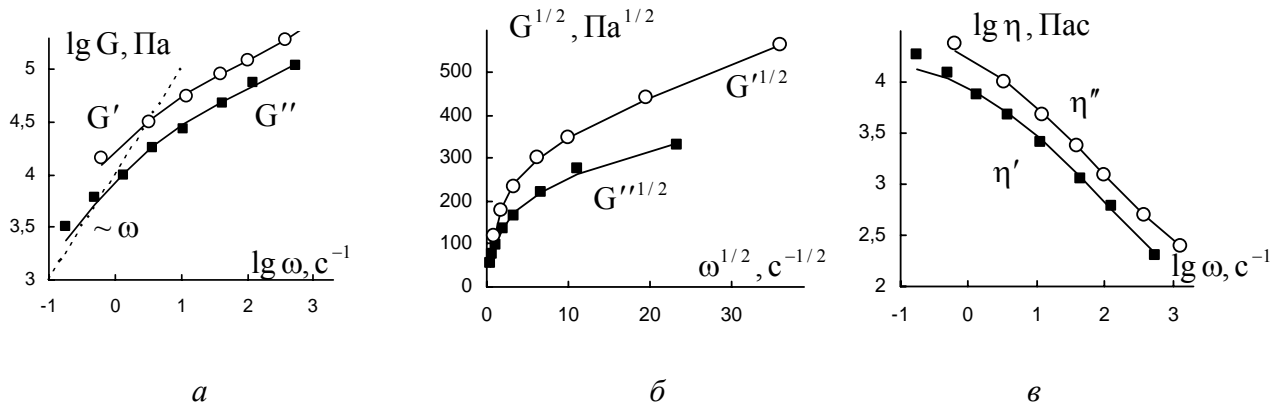


Рис. 3. Реологическое поведение расплава полистирола (линейный полимер в форме статистического клубка): *a* – зависимости модуля вязкости (квадраты) и модуля упругости (кружки) от циклической частоты сдвиговых колебаний в двойных логарифмических координатах; *б* – кривые сдвиговых колебаний в корневых координатах; *в* – зависимости динамической вязкости (квадраты) и динамической упругости (кружки) от циклической частоты сдвиговых колебаний в двойных логарифмических координатах. Данные из работы [1]

Легко видеть, что уравнения (13), (14) и (16), (17) достаточно хорошо аппроксимируют экспериментальные данные. Отметим, что в приведенных примерах при низких частотах ω не отмечается тенденция к линейной или квадратичной зависимости вида $G'' \sim \omega$ и $G' \sim \omega^2$, которая следует из распространенных теорий вязкоупругости, в частности, из модели Максвелла

Рассмотрим более подробно реологическое поведение при сдвиговых колебаниях раствора полистирола в трикрезилфосфате (рис. 5), используя табл. 2 из работы [10]. Поведение динамической вязкости η' сходно с реологическим пове-

дением сдвиговой вязкости η (рис. 5, б). В области низких частот, в двойных логарифмических координатах наблюдается тенденция к квадратичной зависимости $G' \sim \omega^2$ (рис. 5, а).

В корневых координатах (рис. 5, в) можно получить в достаточно хорошем приближении эмпирическую зависимость $G'^{1/2} = g_0''(\omega^{1/2} - \omega_0^{1/2})$. На этом же участке экспериментальные данные можно аппроксимировать степенной зависимостью с показателем степени 1,45.

Сходные результаты можно получить при анализе вязкоупругих свойств [3] расплава полиэтилена при различных температурах (рис. 6, 7).

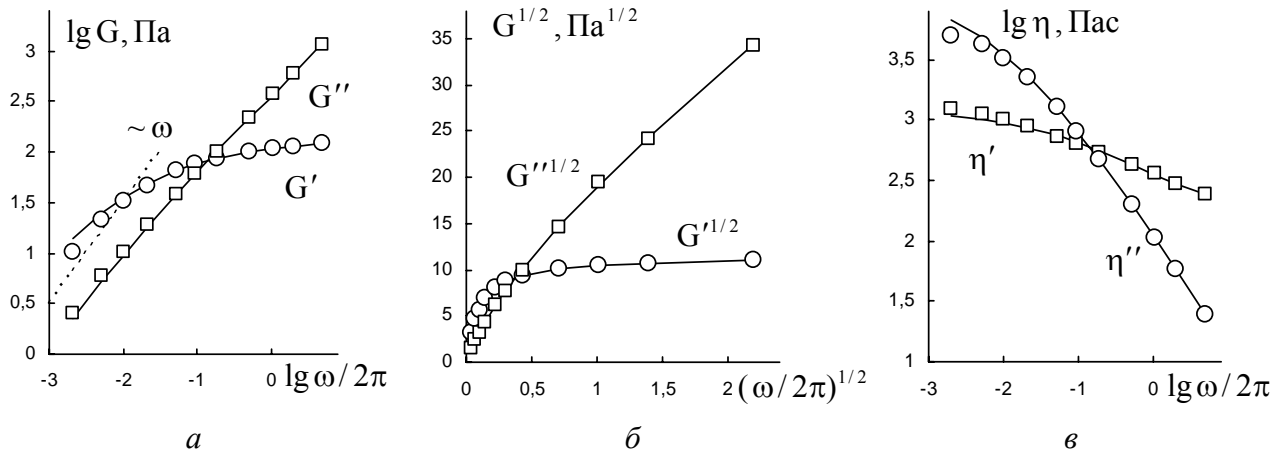


Рис. 4. Реологическое поведение суспензии полистирольного латекса в водном растворе 10^{-2} М NaCl (объемная концентрация $\Phi = 0,35$, радиус частиц $r = 0,037$ мкм):

a – зависимости модуля вязкости (квадраты) и модуля упругости (кружки) от частоты сдвиговых колебаний в двойных логарифмических координатах; *б* – кривые сдвиговых колебаний в корневых координатах; *в* – зависимости динамической вязкости (квадраты) и динамической упругости (кружки) от частоты сдвиговых колебаний в двойных логарифмических координатах. Данные из работы [9]

Таблица 2. Значения динамических модулей для образца полимерного раствора полистирола в трикрезолфосфате при 25 °С [10]

$\lg \omega, \text{c}^{-1}$	-2,41	-2,2	-2,01	-1,8	-1,6	-1,4	-1,21	-1,01	-0,81	-0,61
$\lg G', \text{Па}$	0,7	1,0	1,3	1,59	1,87	2,02	2,14	2,36	2,50	2,65
$\lg G'', \text{Па}$	1,49	1,72	1,89	2,0	2,16	2,3	2,41	2,5	2,58	2,64
$\lg \omega, \text{c}^{-1}$	-0,41	-0,21	-0,01	0,18	0,4	0,59	0,78	0,99	1,19	1,39
$\lg G', \text{Па}$	2,75	2,86	2,95	3,01	3,08	3,13	3,19	3,23	3,26	3,29
$\lg G'', \text{Па}$	2,67	2,7	2,73	2,74	2,74	2,76	2,78	2,8	2,82	2,87

Поведение динамической вязкости η' сходно с реологическим поведением сдвиговой вязкости полимеров; с ростом циклической частоты вязкость постепенно уменьшается, но при высоких температурах отчетливо наблюдается ньютоновское плато на участке низких частот (рис. 6, *a*). С увеличением температуры образца величина коэффициента агрегации g' незначительно уменьшается, величина коэффициента компактности χ' увеличивается, коэффициент вязкости η'_{∞}

уменьшается (табл. 1). Поведение параметров упругости выглядит более сложным (рис. 7). При частотах ниже 1 c^{-1} экспериментальные точки находятся ниже рассчитанной кривой упругости и наблюдается тенденция к степенной зависимости с показателем степени, большим двух.

Однако более детальное рассмотрение показывает (рис. 8), что при низких частотах с достаточной точностью наблюдается линейная зависимость вида $G^{1/2} = g''_0(\omega^{1/2} - \omega_0^{1/2})$.

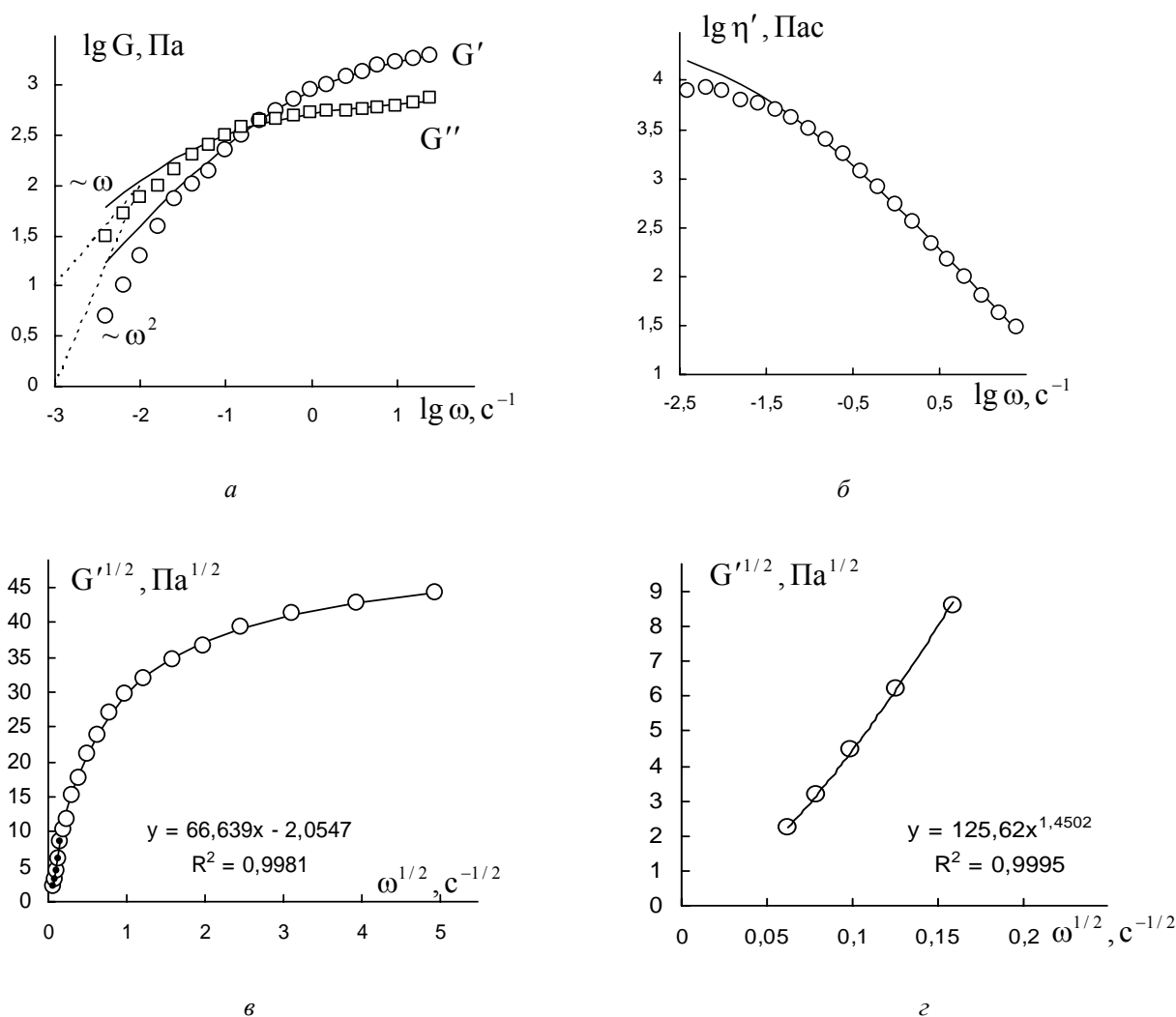


Рис. 5. Характеристики сдвиговых колебаний образца полимерного раствора полистирола в трирезолфосфате при 25 °С:

a – зависимость модуля вязкости (квадраты) и модуля упругости (кружки) от циклической частоты в двойных логарифмических координатах; *б* – зависимость динамической вязкости от циклической частоты в двойных логарифмических координатах; *в* – зависимость модуля упругости от циклической частоты в корневых координатах; *г* – зависимость модуля упругости от циклической частоты в корневых координатах при низких частотах. Пунктирные линии соответствуют линейной и квадратичной зависимости измеренной величины. Указаны коэффициенты детерминации R^2 . Данные из работы [10]

Нами приведены здесь некоторые примеры сдвиговых колебаний ограниченного круга веществ, где применимы с определенными ограничениями уравнения структурной модели.

Судя по многочисленным разнообразным кривым динамических измерений, реологическое поведение при сдвиговых колебаниях много сложнее, чем в условиях стационарного течения.

Связано это, возможно, с тем, что воздействие скорости сдвига $\dot{\gamma}$ и эффективной скорости $\bar{\dot{\gamma}} = \omega \gamma_0 / \sqrt{2}$ на структуру вещества неодинаково, особенно при низких частотах, вероятно, из-за этого величина фактора смещения K' может сама стать зависимой от частоты колебаний ω .

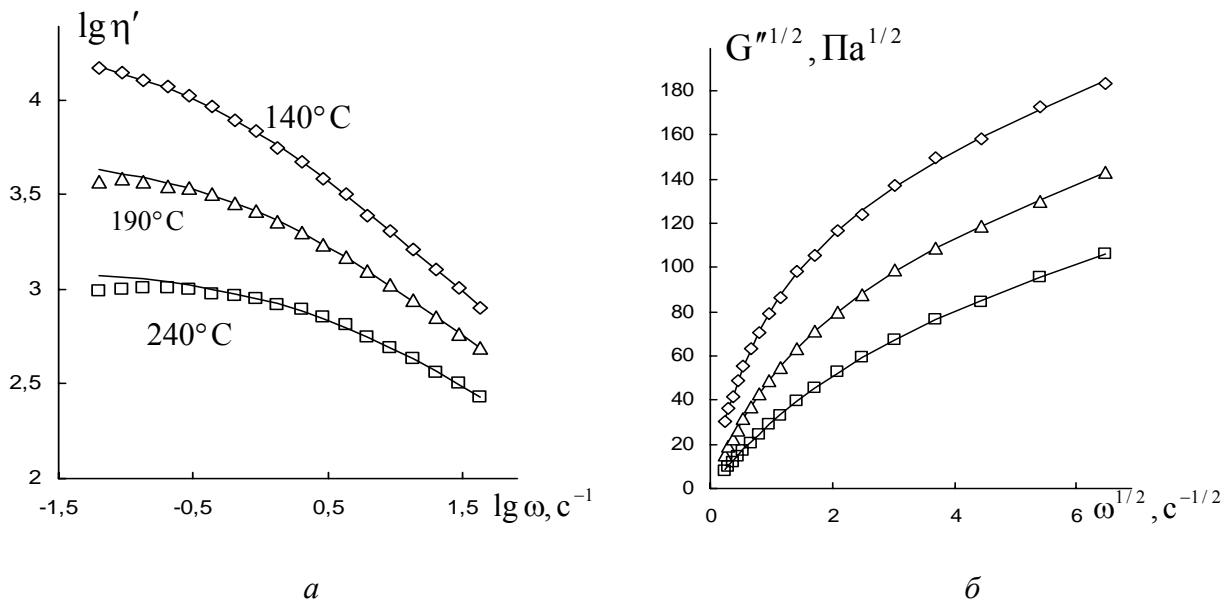


Рис. 6. Реологическое поведение расплава полиэтилена:

a – зависимость динамической вязкости от частоты сдвиговых колебаний в двойных логарифмических координатах, *б* – кривые течения в корневых координатах. Пояснения в таблице 1. Данные из работы [3]

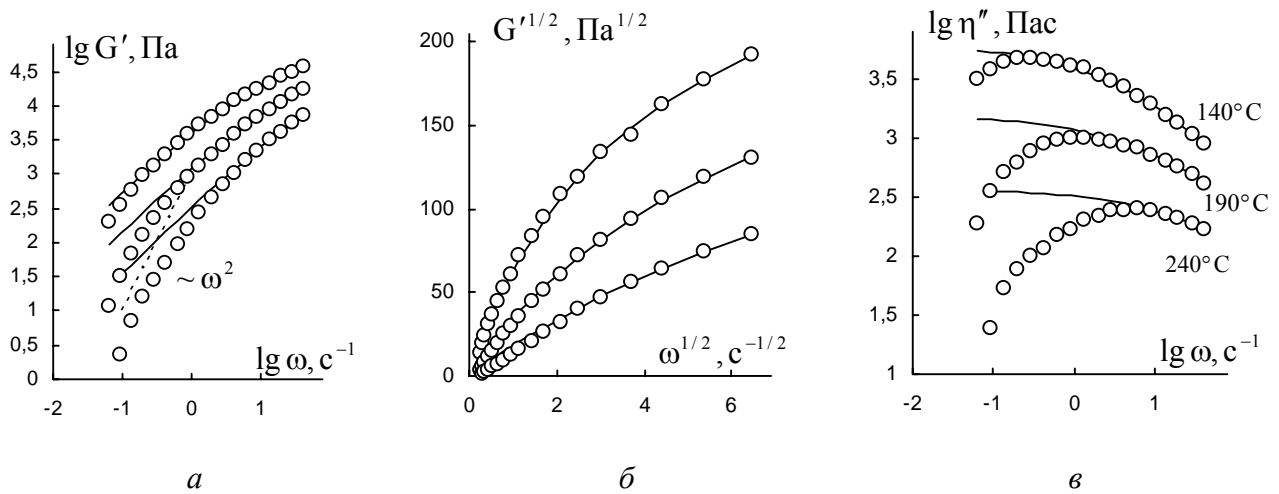


Рис. 7. Упругое поведение расплава полиэтилена при различных температурах:

a – зависимость модуля упругости (кружки) от циклической частоты в двойных логарифмических координатах; *б* – зависимость модуля упругости от циклической частоты в корневых координатах; *в* – зависимость динамической упругости от циклической частоты в двойных логарифмических координатах. Пунктирная линия соответствует квадратичной зависимости. Данные из работы [3]

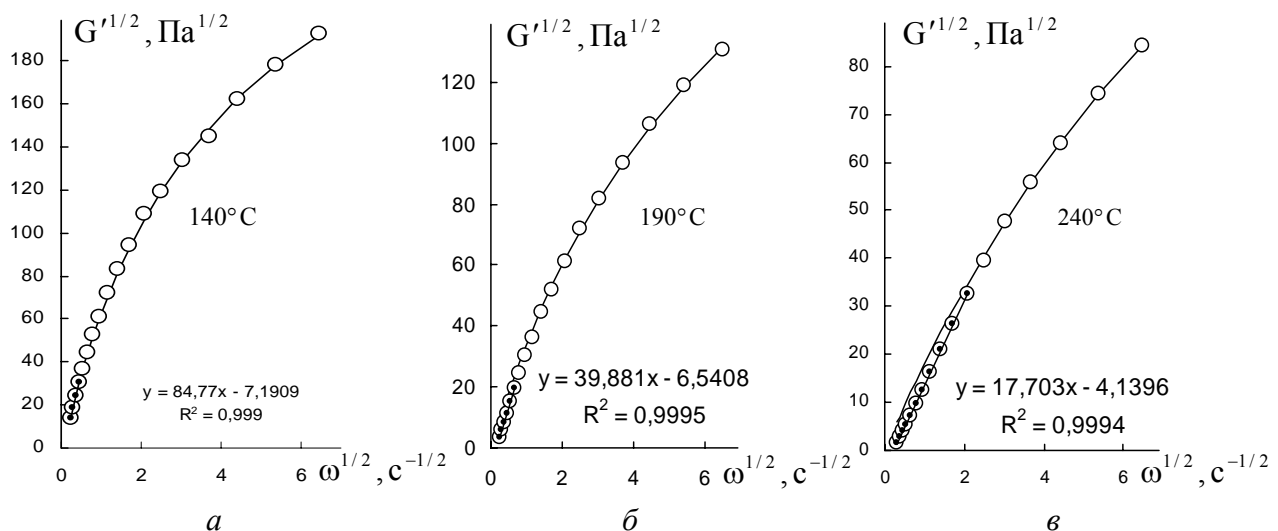


Рис. 8. Зависимость модуля упругости (кружки) расплава полиэтилена от циклической частоты в корневых координатах при 140 °С (а); при 190 °С (б); при 240 °С (в). Выделенные линии тренда соответствуют зависимости $G'^{1/2} = g_0''(\omega^{1/2} - \omega_0^{1/2})$. Данные из работы [3]

Список литературы / References

- Hunter R. J. Rheology of colloidal dispersions // Foundations of colloid science. Clarendon Press. Oxford, 1995. Vol. 2. Chapter 18. P. 922–1052.
- Малкин А. Я., Исаев А. И. Реология: концепции, методы, приложения : пер. с англ. СПб. : Профессия, 2007. 560 с. [Malkin A. Ya., Isayev Av. I. Rheology: conceptions, methods, applications. ChemTec Publishing, Toronto, Canada, 2005. 510 p.]
- Шрамм Г. Основы практической реологии и реометрии : пер. с англ. / под ред. В. Г. Куличихина. М. : КолосС, 2003. 312 с. [Schramm G. A practical approach to rheology and rheometry. Gebrueder HAAKE GmbH, Karlsruhe, Federal Republic of Germany, 1994. 290 p.]
- Tschoegl N. W. Energy Storage and Dissipation in a Linear Viscoelastic Material // The Phenomenological Theory of Linear Viscoelastic Behaviour. An Introduction. Springer-Verlag, Berlin, 1989. Chapter 9. P. 443–488.
- Кирсанов Е. А. Течение дисперсных и жидкокристаллических систем / под ред. Н. В. Усольцевой. Иваново : Иван. гос. ун-т, 2006. 232 с. [Kirsanov E. A. Tehenie dispersnykh i zhidkokristallicheskih system (During disperse and liquid crystal systems) / pod red. N. V. Usol'tsevov. Ivanovo : Ivan. gos. un-t, 2006. 232 p. (in Russian)].
- Кирсанов Е. А., Тимошин Ю. Н. Динамическая и сдвиговая вязкость полимерных растворов // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2007. Вып. 2. С. 46–53 [Kirsanov E. A., Timoshin Yu. N. Dinamicheskaya i sdvigovaya vyazkost polimernykh rastvorov (Dynamic viscosity and shear viscosity of polymer solutions) // Zhidkie kristally i ikh prakticheskoe ispol'zovanie (Liq. Cryst & Appl. Russ. J.). 2007. Iss. 2. P. 46 – 53 (in Russian)].
- Кирсанов Е. А., Тимошин Ю. Н. Неньютоновское течение структурированных систем. IX. Упругость растворов полимеров // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2014. Т. 14, № 2. С. 65–73 [Kirsanov E. A., Timoshin Yu. N. Nen'yutonovskoe techenie strukturirovannykh system. IX. Uprugost rastvorov polimerov (Non-Newtonian flow of structured systems. IX. The elasticity of polymer solutions) // Zhidkie kristally i ikh prakticheskoe ispol'zovanie (Liq. Cryst & Appl. Russ. J.). 2014. Vol. 14, № 2. P. 65–73 (in Russian)].
- Walters K. Recent developments in rheometry // Theoretical and Applied Rheology /ed. P. Moldenaers, R. Keynings, 1992. Vol. 1. P. 16–23.
- Barnes H. A., Hutton J. F., Walters K. An introduction to rheology. Elsevier (Rheology series, 3), 1989. 184 p.
- Graessly W. W., Milner S. T. Inertially driven transient response in polymeric liquids // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 2009. Vol. 159. P. 26–33.

Поступила в редакцию 27.04.2015 г.