

УДК 532.135

СДВИГОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СТРУКТУРЫ СРЕД, ОБЛАДАЮЩИХ ВЯЗКОЙ ТЕКУЧЕСТЬЮ

С. В. Стебновский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева, 630090 Новосибирск
E-mail: stest@hydro.nsc.ru

Экспериментально обнаружена неустойчивость структуры вязких жидкостей в режиме течения Куэтта — спонтанное формирование в среде полос, являющихся тангенциальными разрывами по вязкости. Показана аналогия между этим процессом и образованием полос сдвига в полиметилметакрилате (оргстекле) при его сдвиговом пластическом деформировании.

Ключевые слова: структурная вязкость жидкостей, сдвиговые деформации, неустойчивость структуры.

В механике разрушения конденсированных сред достаточно хорошо исследованы механизмы разрушения деформируемого твердого тела [1, 2], но наряду с этим к настоящему времени еще не построена общая теория разрушения жидких и жидкообразных (краски, битумы, пасты, гели и т. п.) сред.

Из многочисленных экспериментов известно, что в случае объемного растяжения маловязких жидкостей (вода, эмульсии и суспензии с маловязкой матрицей и др.) при любых геометрии и режиме течения развивается неограниченная кавитация (интенсивный рост пузырьков из кавитационных зародышей) с последующей фрагментацией пенообразной среды под действием капиллярных сил. Однако согласно [3, 4] такой процесс не развивается при импульсном объемном растяжении высоковязких жидких образцов. Для этих сред характерны два вида разрушения на фрагменты. В режиме дивергентного течения толщина сферического или цилиндрического слоя высоковязкой жидкости уменьшается, а на внутренней и внешней поверхностях из начальных возмущений развиваются струйные образования, которые затем под действием капиллярных сил распадаются на отдельные фрагменты. В случае импульсной транспортировки образца высоковязкой жидкости в цилиндрическом канале среда в конечном счете расслаивается на “волокнистые” фрагменты, вытянутые в направлении движения потока [3]. При этом, как и в первом случае, процесс фрагментации высоковязкой жидкости не сопровождается развитием во всем ее объеме неограниченной кавитации, что согласно [5] обусловлено диссипацией энергии в окрестности расширяющихся кавитационных зародышей вследствие высокой сдвиговой вязкости жидкости. Таким образом, возникает вопрос о механизме разрушения высоковязкого жидкого объема на “волокнистые” фрагменты.

В работе [6] проведена серия опытов с глицерином, заполняющим зазор между двумя вращающимися в противоположных направлениях коаксиальными цилиндрами. Установлено, что по линии контакта встречных коаксиальных потоков, где формируется локальный максимум скорости сдвиговой деформации, в глицерине образуется тангенциальный разрыв по вязкости (ТРВ): в узком кольцевом слое сдвиговая вязкость μ резко уменьшается и среда ведет себя как маловязкая жидкость. В этих опытах для формирования ТРВ искусственно создавалась зона локального скачка скорости сдвиговой деформации $\dot{\epsilon}_T$.

Однако, поскольку в [3] экспериментально наблюдалось “волоконистое” расслоение цилиндрического глицеринового образца при его однородном по радиусу нагружении, возникает вопрос: может ли в вискозиметрическом течении с предысторией постоянной деформации (типа течения Куэтта) при монотонном распределении значения $\dot{\epsilon}_T$ в направлении, перпендикулярном направлению основного потока, спонтанно возникнуть область с тангенциальным разрывом поля вязкости μ ?

1. Для исследования устойчивости структуры жидкостей при сдвиговом течении использовалась экспериментальная установка, описание которой приведено в [6]. При этом установка перестраивалась в режим работы, схема которого показана на рис. 1. Прозрачное дно внешнего цилиндра позволяло производить видеосъемку структуры жидкого цилиндрического слоя с его нижнего торца.

Опыты проводились со следующими жидкостями, расположенными в порядке увеличения их максимальных (исходных) значений сдвиговой (структурной) вязкости μ_* : вода ($\mu_* = 10^{-3}$ Па·с, $T = 17$ °С), 9,2 %-й раствор хлорида натрия в воде ($\mu_* = 1,3 \cdot 10^{-3}$ Па·с, $T = 15$ °С), глицерин ($\mu_* = 0,85$ Па·с, $T = 25,6$ °С; $\mu_* = 1,48$ Па·с, $T = 20$ °С; $\mu_* = 1,9$ Па·с, $T = 17,7$ °С; $\mu_* = 2,9$ Па·с, $T = 12,8$ °С; $\mu_* = 4$ Па·с, $T = 10$ °С). В результате проведенной серии опытов установлено следующее. В чистой воде, по крайней мере при $T \geq 3$ °С, видимого нарушения оптической однородности среды в режиме течения Куэтта не происходит (рис. 1, б). В 9,2 %-м растворе хлорида натрия в воде при $T \leq 8$ °С через 4 ÷ 5 мин после того, как сформировалось течение Куэтта, наблюдается спонтанное зарождение дугообразных линий — оптических неоднородностей (рис. 1, в), соответствующих локальному нарушению упорядоченности структуры среды [7] и как следствие уменьшению структурной вязкости [6], которые через 3 ÷ 5 с “залечиваются”, а затем возникают на других участках течения. В случае течения Куэтта в глицерине образуются устойчивые ТРВ (рис. 1, г). (Уменьшение значений μ в ТРВ регистрировалось по методике, описанной в [6].) В этом случае время формирования ТРВ уменьшается

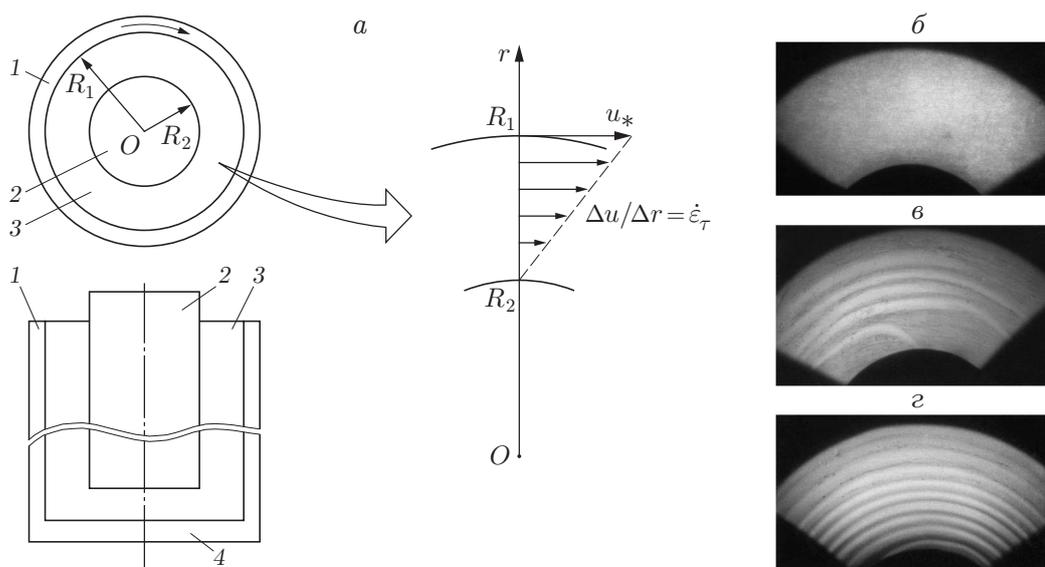


Рис. 1. Схема эксперимента (а) и эволюция структуры среды при сдвиговом течении в цилиндрическом жидком слое (б-г):

а — элементы установки (1 — внешний вращающийся цилиндр, 2 — внутренний неподвижный цилиндр, 3 — исследуемая жидкость, 4 — дно внешнего цилиндра); б — вода; в — водный раствор хлорида натрия; г — глицерин

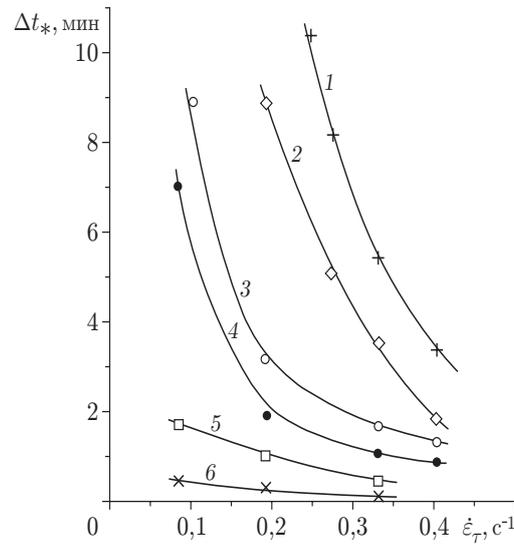


Рис. 2. Зависимость времени развития ТРВ в жидкостях от скорости сдвиговой деформации и структурной вязкости среды:

1 — $\mu_* = 0,612$ Па·с; 2 — $\mu_* = 0,895$ Па·с; 3 — $\mu_* = 1,48$ Па·с; 4 — $\mu_* = 1,9$ Па·с;
5 — $\mu_* = 2,9$ Па·с; 6 — $\mu_* = 4$ Па·с

с увеличением μ_* . С ростом скорости сдвигового деформирования $\dot{\epsilon}_\tau$ зоны тангенциальных разрывов расширяются и между ними образуются перемычки, что качественно напоминает эволюцию линий скольжения в зоне сдвигового деформирования твердопластических материалов [2].

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости времени формирования тангенциальных разрывов по структурной вязкости Δt_* от $\dot{\epsilon}_\tau$ в течениях Куэтта в широком диапазоне начальных значений структурной вязкости.

2. Из полученных экспериментальных результатов следует, что в режиме сдвигового течения вязкой полярной жидкости устойчивость ее структуры зависит от начального уровня структурной вязкости μ_* и скорости сдвиговой деформации $\dot{\epsilon}_\tau$. В случае течения маловязких жидкостей видимых изменений их структуры не происходит; с увеличением μ_* появляются признаки спонтанного зарождения ТРВ, а при $\mu_* \geq 1,5$ Па·с формируются устойчивые ТРВ. При этом чем выше μ_* и $\dot{\epsilon}_\tau$, тем меньше время формирования тангенциальных разрывов, т. е. время развития структурной неустойчивости полярных жидкостей в режиме течения Куэтта. Для того чтобы установить причину этого явления, проведем качественный анализ возмущений параметров среды на примере плоского течения Куэтта (рис. 3, а, б). Вследствие того что жидкость обладает вязкостью μ , на границе с верхней движущейся пластиной она перемещается со скоростью u_* , а по направлению к нижней неподвижной пластине в жидкой полосе в результате диффузии количества движения с коэффициентом диффузии $\eta = \mu/\rho$ (ρ — плотность жидкости) устанавливается сдвиговое течение с распределением линейной скорости вдоль координаты y по закону $u = u_*y/h$ [8]. Отсюда следует, что в невозмущенном сдвиговом течении жидкости при условии однородности по всему объему ее физических параметров (в том числе структурной вязкости) и поля температуры скорость сдвиговой деформации имеет одно и то же значение во всей области течения: $\dot{\epsilon}_\tau = \delta u/\delta y = [u''(y'') - u'(y')]/(y'' - y') = u_*/h$ (рис. 3, б). Поскольку полярные жидкости в состоянии покоя имеют упорядоченную структуру [7], которая разрушается в зоне сдвиговых деформаций, в приближении обобщенной ньютоновской жидкости можно использовать формулу Пауэлла — Эйринга [9]

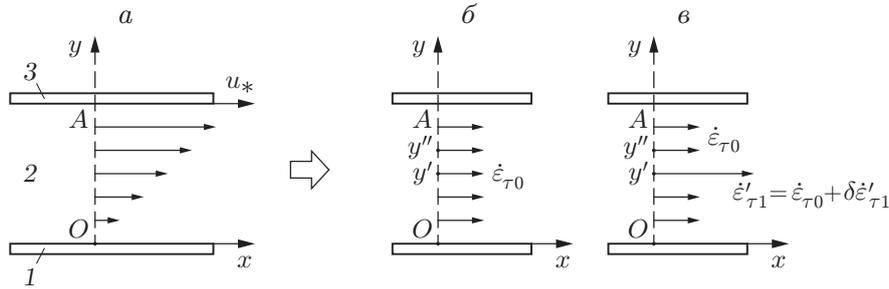


Рис. 3. Схема развития неустойчивости структуры вязких жидкостей в случае плоского течения Куэтта:

a — распределение скорости в течении Куэтта; *б* — эпюра скорости сдвигового деформирования; *в* — спонтанное локальное возмущение поля скоростей сдвигового деформирования; 1 — нижняя неподвижная твердая граница, 2 — вязкая полярная жидкость, 3 — верхняя твердая плоская граница, перемещающаяся с постоянной скоростью u_* , $OA = h$ — расстояние между параллельными пластинами

$$\mu = \mu_0 + (\mu_* - \mu_0) \frac{\text{arsh } \sqrt{s}\lambda}{\sqrt{s}\lambda}, \tag{1}$$

где μ_* — начальное значение структурной вязкости среды; μ_0 — асимптотическое значение вязкости (ньютоновская вязкость жидкости с разрушенной структурой); $s = 2D : D$; D — тензор скорости деформации; λ — константа, имеющая размерность времени. В случае рассматриваемого в данной работе течения Куэтта $s = \dot{\epsilon}_\tau^2$, λ представляет собой время релаксации сдвигового напряжения и формула (1) принимает вид

$$\bar{\mu} = \bar{\mu}_0 + (1 - \bar{\mu}_0) \frac{\text{arsh } De}{De}, \tag{2}$$

где $\bar{\mu} = \mu/\mu_*$; $\bar{\mu}_0 = \mu_0/\mu_*$; $De = \dot{\epsilon}_\tau \lambda$ — число Деборы. Согласно (2), если $\bar{\mu}_0$ порядка единицы, т. е. $(\mu_* - \mu_0)/\mu_* \ll 1$, то $\bar{\mu} \approx \bar{\mu}_0$ при любом значении De , что и наблюдается в экспериментах с водой: видимого нарушения однородности структуры воды с ростом $\dot{\epsilon}_\tau$ не обнаружено. С уменьшением $\bar{\mu}_0$ усиливается влияние числа Деборы на структурную вязкость среды. Так, в работе [6] установлено, что для глицерина при $T = 19^\circ\text{C}$ $\bar{\mu}_0 \approx 0,32$, вследствие чего в течении Куэтта формируются четко выраженные ТРВ.

Однако формула Пауэлла — Эйринга не учитывает изменение во времени μ при изменении $\dot{\epsilon}_\tau$. Так, если скорость деформации сдвига мгновенно примет некоторое значение $\dot{\epsilon}'_\tau$, то согласно (2) структурная вязкость мгновенно уменьшится до соответствующего значения $\mu' = \bar{\mu}\mu_*$; если $\dot{\epsilon}_\tau$ мгновенно примет нулевое значение, то структурная вязкость мгновенно восстановится до исходного значения μ_* . Согласно же экспериментальным результатам [6] “залечивание” ТРВ в глицерине происходит за десятки секунд (при $T = 19^\circ\text{C}$ за 15 мин). Из приведенных на рис. 2 экспериментальных данных следует, что формированию видимых ТРВ предшествует инкубационный процесс, определяющий начальную стадию разрушения упорядоченной структуры жидкости, продолжающуюся в течение некоторого времени Δt_* , зависящего от μ_* и $\dot{\epsilon}_\tau$ (чем больше μ_* и $\dot{\epsilon}_\tau$, тем меньше инкубационный период формирования ТРВ). Следует отметить, что ТРВ формируются и при достаточно малых значениях $\dot{\epsilon}_\tau$ (по крайней мере, при $\dot{\epsilon}_\tau \leq 0,1 \text{ c}^{-1}$).

Возникновение данного явления можно качественно объяснить на примере плоского течения Куэтта (см. рис. 3) следующим образом. Предположим, что в невозмущенном состоянии в установившемся течении среда имеет следующие параметры: температуру T_0 , плотность ρ_0 , структурную вязкость μ_* и кинематическую вязкость (коэффициент диффузии импульса) $\eta_0 = \mu_*/\rho_0$. Зафиксируем на отрезке OA (рис. 3, б, в) точки y' и $y'' = y' + \delta y$,

так чтобы выполнялось условие $\delta y/y' \ll 1$. Скорости течения в этих точках равны соответственно $u'_0(y') = u_* y'/h$ и $u''_0(y'') = u_* y''/h$, а следовательно, скорость сдвиговой деформации в точке y' равна $(u''_0 - u'_0)/\delta y = u_*/h$. Если в некоторый момент времени в точке y' произойдет флуктуационное повышение температуры до уровня $T_1 = T_0 + \delta T'$ ($\delta T' \ll T_0$), то, поскольку структурная вязкость уменьшается с ростом T , это повлечет за собой ее уменьшение в точке y' на некоторую величину $\delta \mu_1$. Согласно многочисленным экспериментальным данным (см. [10]) изменение ρ при изменении T для жидкостей есть величина второго порядка малости по сравнению с изменением μ , поэтому с ростом T в точке y' коэффициент диффузии количества движения уменьшается до уровня $\eta_1 \approx (\mu_* - \delta \mu_1)/\rho_0$. Уменьшение величины η приведет к снижению в точке y' скорости течения до некоторого значения $u'_1 = u'_0 - \delta u_1(\eta_1)$, что означает повышение в данной точке скорости сдвиговой деформации до уровня

$$\varepsilon'_{\tau 1}(y') = \frac{u''_0 - u'_1}{\delta y} = \frac{1}{\delta y} \left[y'' \frac{u_*}{h} - \left(y' \frac{u_*}{h} - \delta u_1 \right) \right] = \dot{\varepsilon}'_{\tau 0} + \frac{\delta u_1}{\delta y} = \dot{\varepsilon}'_{\tau 0} + \delta \dot{\varepsilon}'_{\tau 1}.$$

В результате в точке y' произойдет увеличение параметра De до значения $De = \lambda(\dot{\varepsilon}'_{\tau 0} + \delta \dot{\varepsilon}'_{\tau 1})$ и, согласно (1), дальнейшее уменьшение структурной вязкости, а это, в свою очередь, приведет к уменьшению η_1 , снижению $u'_1(y')$, увеличению $\dot{\varepsilon}'_{\tau 1}(y')$ и De , дальнейшему уменьшению структурной вязкости и т. д. Легко показать, что такой же процесс будет иметь место и при отрицательном значении $\delta T'$.

Аналогичные эксперименты, проведенные с 3, 5 и 10 %-ми растворами глицерина в воде ($\mu_* = 0,82; 0,54; 0,11$ Па·с соответственно при $T = 20$ °С), показали, что в случае растворов полярных жидкостей в процессе сдвигового течения структура среды также неустойчива. В режиме течения Куэтта в этих растворах формируются ТРВ, однако время их инкубации Δt_* существенно меньше, чем в однородной вязкой жидкости. Так как условием макроразрушения структуры конденсированной среды является превышение времени восстановления межмолекулярных связей Δt_+ над временем их разрушения Δt_- [11], т. е. для образования ТРВ при сдвиговом деформировании должно выполняться условие $\Delta t_- < \Delta t_+$, то в случае растворов глицерина отношение $\Delta t_-/\Delta t_+$, по-видимому, меньше, чем в случае однородных жидкостей (компонентов раствора).

Таким образом, если в какой-либо локальной области сдвигового течения жидкости, обладающей структурной вязкостью ($\mu_* > \mu_0$), спонтанно происходит незначительное флуктуационное изменение температуры или других физических параметров процесса, влияющих на уровень η (например, изменение $\dot{\varepsilon}_\tau$ или ρ , а следовательно, и $\eta = \mu/\rho$), то это приводит к развитию неустойчивости структуры среды. На начальной стадии этот процесс имеет инкубационный характер: возникшее в начальный момент локальное увеличение $\dot{\varepsilon}_\tau$ со временем нарастает и в конечном счете достигает значения, при котором начинается интенсивное уменьшение структурной вязкости, т. е. уменьшение μ происходит в так называемом режиме с обострением [12].

3. Для изучения поведения структуры сред с различными реологическими свойствами при сдвиговом нагружении проведена серия экспериментов, в которых исследовалась эволюция структуры органического стекла (полиметилметакрилата) в режиме сдвигового деформирования. Предел прочности полиметилметакрилата (ПММ) при сдвиговом нагружении составляет $\tau_* = 490$ кг/см² при $T = 20$ °С. Опыты проводились по схеме, приведенной на рис. 4. Экспериментальная установка содержала следующие элементы: полированный образец из ПММ (прямоугольный параллелепипед с размерами $1,7 \times 1,0 \times 0,6$ см), деталь, фиксирующую образец из ПММ в станине, участок образца $ABCD$, где происхо-

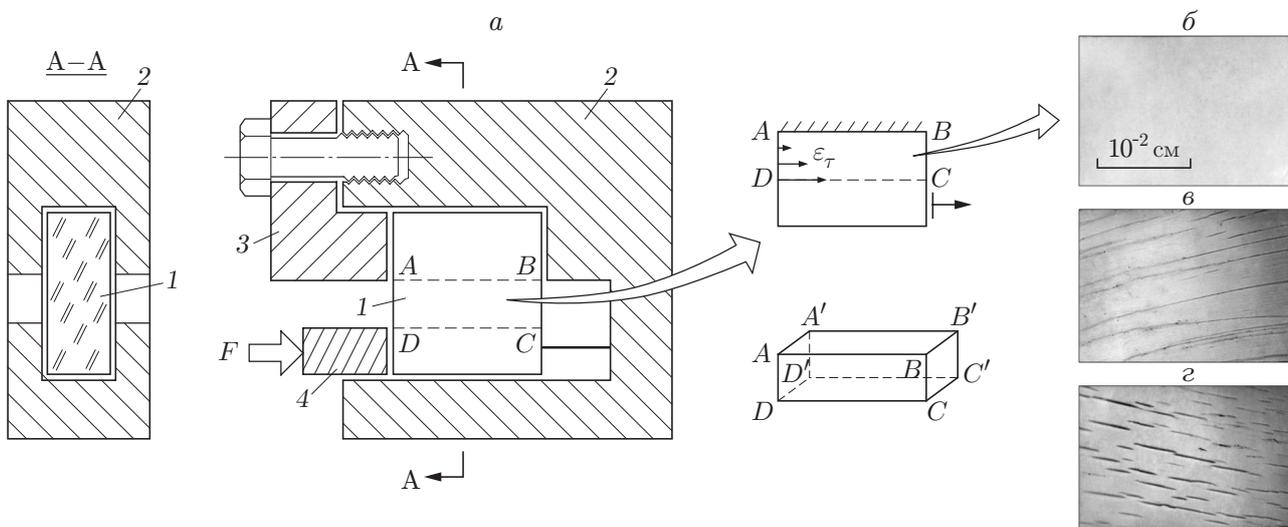


Рис. 4. Схема эксперимента (а) и сдвиговая неустойчивость структуры полиметилметакрилата (оргстекла) (б–г):

а — элементы установки (1 — полированный образец из ПММ, 2 — станина, 3 — фиксатор образца из ПММ в станине, 4 — вставка, $ABCD$ — участок образца, где происходит сдвиговое деформирование); б — исходное состояние структуры материала при $\tau = 0$; в — структура материала при $T = 70$ °С через 10 с после приложения к образцу напряжения $\tau = 362$ кг/см²; г — структура материала при $T = 23$ °С через 3,5 ч после приложения к образцу напряжения $\tau = 362$ кг/см²

дит сдвиговое деформирование под действием приложенной к прямоугольной вставке силы F (обусловленной нагружением вставки специальным пружинным устройством, оснащенным динамометром). Весь экспериментальный блок помещался в водяную баню, что позволяло регулировать температуру нагружаемого образца в диапазоне $+18 \div +90$ °С. Под действием силы F в образце формировалось поле сдвиговых напряжений τ , а следовательно, и сдвиговые деформации ε_τ , вызывающие эволюцию структуры образца, что регистрировалось с помощью микроскопа, оснащенного фотоприставкой.

На рис. 4 приведены также микрофотографии участка образца из ПММ. Анализ микрофотографий показал следующее. При значениях T , близких к температуре плавления ПММ, в процессе сдвигового вязкотекучего деформирования (режим ползучести) его структура неустойчива: она приобретает слоистый характер (рис. 4, в) и напоминает структуру глицеринового образца в режиме сдвигового течения (см. рис. 1, г). С понижением T увеличивается структурная вязкость “затвердевающего” образца из ПММ и соответственно снижается степень расслоения материала образца в зоне сдвигового пластического течения, а линии скольжения становятся прерывистыми. Наконец, при $T = 23$ °С образец ведет себя как твердое тело: линии скольжения трансформируются в сеть микротрещин (рис. 4, г). Как известно, в пластических материалах вследствие сдвигового деформирования также формируются полосы сдвига, последующее слияние которых приводит к образованию трещин [2, 13, 14].

Таким образом, в режиме течения Куэтта структура высоковязких жидкостей неустойчива: в среде формируется система тангенциальных разрывов по вязкости. Кроме того, сравнительный анализ показал, что характер эволюции структуры среды при сдвиговом деформировании жидкостей, обладающих структурной вязкостью, аналогичен изменению в структуре полимеров и пластических металлов, подверженных сдвиговому деформированию.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Разрушение:** Сб. / Под ред. Г. Любовица: В 7 т. М.: Мир, 1973–1976. Т. 1–7.
2. **Панин В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В.** Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985.
3. **Стебновский С. В.** Экспериментальное исследование импульсного растяжения кавитирующих сред // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 5. С. 122–125.
4. **Стебновский С. В.** Эволюция структуры высоковязких жидких сред при импульсном объемном растяжении // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 1. С. 105–111.
5. **Стебновский С. В.** Условия формирования пузырьковых суспензий при ударно-волновом нагружении жидкостей // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 2. С. 53–63.
6. **Стебновский С. В.** Тангенциальные разрывы параметров полярной жидкости при сдвиговом деформировании // ПМТФ. 2005. Т. 46, № 3. С. 41–49.
7. **Стебновский С. В.** Динамооптический эффект в гомогенных ньютоновских жидкостях // Журн. техн. физики. 2002. Т. 72, вып. 11. С. 24–27.
8. **Бэтчелор Д.** Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.
9. **Астарита Д., Марруччи Д.** Основы механики неньютоновских жидкостей. М.: Мир, 1978.
10. **Кэй Д., Лэби Т.** Справочник физика-экспериментатора. М.: Изд-во иностр. лит., 1949.
11. **Трапезников А. А., Федотова В. А.** Зависимость величины упругой деформации олеогеля от скорости деформации и ее связь с вискозиметрическими свойствами // Докл. АН СССР. 1952. Т. 82, № 1. С. 97–100.
12. **Самарский А. А., Галактионов В. А., Курдюмов С. П., Михайлов А. П.** Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений. М.: Наука, 1987.
13. **Рыбин В. В.** Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986.
14. **Бондарь М. П.** Эволюция микроструктуры при динамическом нагружении материалов // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 2. С. 125–134.

Поступила в редакцию 6/IV 2005 г.
