

УДК 532.135

## ТАНГЕНЦИАЛЬНЫЕ РАЗРЫВЫ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ СДВИГОВОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ

С. В. Стебновский

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

На примере глицерина исследована возможность образования тангенциальных разрывов параметров деформируемой полярной жидкости. Экспериментально установлено, что глицерин при слабых сдвиговых нагрузках обладает свойствами неньютоновской упруговязкопластической жидкости и в нем возможно формирование тангенциальных разрывов по вязкости. В зоне разрыва глицерин имеет свойства маловязкой жидкости, а после снятия нагрузки структура среды восстанавливается. Построено реологическое уравнение исследуемой жидкости, позволяющее проводить анализ поведения среды при различных режимах ее деформирования, в том числе при формировании локальной зоны с пониженной вязкостью и полем растягивающих напряжений.

Ключевые слова: полярная жидкость, деформация сдвига, структурная вязкость, тангенциальные разрывы.

Известно, что вязкое разрушение конденсированных сред характеризуется такими основными механизмами, как развитие кавитационных полостей в поле растягивающих напряжений (пузырьков в жидкостях или пор в твердых материалах) и макромасштабное пластическое течение под действием сдвигового напряжения [1, 2]. В связи с этим наряду с обобщенной реологической моделью развития кавитации в конденсированных средах (справедливой как для жидких, так и для твердопластических сред) [3] представляется актуальным построение обобщенной модели пластического деформирования этих сред с переходом в режим вязкого течения.

В настоящее время существует большое количество публикаций, посвященных пластическому деформированию твердых материалов (см., например, [2, 4]), а также жидкообразных сред (высококонцентрированных эмульсий и суспензий, битумов, красок, гелей, расплавов полимеров и др.) [5–8]. При этом принято считать, что так называемые ньютоновские жидкости не обладают сдвиговой прочностью, а их вязкость не зависит от скорости течения. Однако исследования поведения жидких сред при воздействии на них ультраслабого сдвигового нагружения показывают, что и эти среды обладают некоторой сдвиговой прочностью. Так, в работе [9] получена экспериментальная оценка статического модуля сдвига воды (порядка  $10^{-6}$  Па). В [10, 11] с использованием оптической методики показано, что полярные жидкости (вода, ацетон, этиловый спирт, глицерин и др.) в состоянии покоя имеют упорядоченную структуру, которая разрушается при слабых сдвиговых деформациях. (При этом вода в жидком состоянии обладает максимальной сдвиговой прочностью при  $T = +8$  °С.) Таким образом, указанные полярные жидкости (по крайней мере, маловязкая вода с пределом сдвиговой прочности  $\tau_* \approx 2 \cdot 10^{-2}$  Па при  $T = +8$  °С [11] и высоковязкий глицерин с  $\tau_* = 1$  Па при  $T = +20$  °С [9]) при сдвиговых нагружениях ниже пороговых значений обладают упорядоченной структурой, а после превышения по-

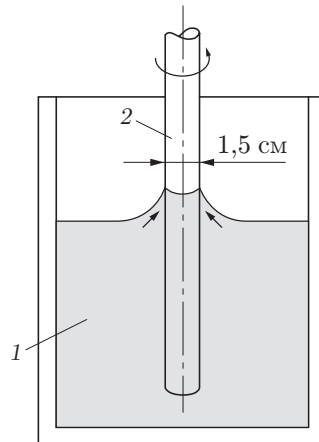


Рис. 1. Эффект Вейзенберга в глицерине

рога прочности их структура разрушается, т. е. изменяются реологические параметры. С учетом этого представляется важным исследовать возможность формирования в жидких средах тангенциальных разрывов параметров среды, которые могут служить началом процесса разделения нагружаемого образца на фрагменты.

**1. Экспериментальное исследование образования тангенциальных разрывов реологических параметров полярной жидкости (глицерина).** 1.1. Для проведения исследований в качестве модельной высоковязкой полярной жидкости выбран глицерин. С целью определения у глицерина вязкоупругих свойств проводился эксперимент по обнаружению эффекта Вайзенберга [6]: свойства вязкоупругой жидкости 1 подниматься вверх по вращающемуся в жидкой среде вертикально расположенному стержню 2 (рис. 1). Такой подъем обусловлен наличием у вязкоупругих жидкостей нормальных к плоскости сдвига напряжений, направленных к оси вращения и повышающих давление в окрестности стержня.

В результате проведенных опытов установлено, что глицерин обладает вязкоупругими свойствами: при температуре ниже  $+21\text{ }^{\circ}\text{C}$  и при скорости вращения стержня  $0,5 \div 2$  об/с (его диаметр 1,5 см) в опытах наблюдался заметный подъем жидкости вдоль поверхности стержня. (При дальнейшем увеличении угловой скорости стержня уровень подъема жидкости снижался, что, по-видимому, обусловлено разрушением упорядоченности структуры глицерина вследствие роста скорости сдвигового деформирования.)

1.2. Тангенциальные разрывы параметров конденсированной среды будем подразделять на два типа. Тангенциальный разрыв первой степени (ТР1) — образование в среде зоны, вытянутой в направлении сдвиговой деформации, в которой выполняется условие  $\mu_z \ll \mu$ , где  $\mu$ ,  $\mu_z$  — значения структурной вязкости среды (ее определение дано в [6]) вне зоны и в зоне соответственно; плотность среды в зоне ТР1 и вне ее практически одинакова. Тангенциальный разрыв второй степени (ТР2) — образование вытянутой в направлении сдвигового деформирования зоны, в которой выполняются условия  $\rho_z/\rho_0 \rightarrow 0$ ,  $\mu_z/\mu \rightarrow 0$ , где  $\rho_z$ ,  $\rho_0$  — плотности в зоне ТР2 и в невозмущенной среде соответственно.

Рассмотрим условия, необходимые для образования ТР1 и ТР2. Поскольку с увеличением скорости сдвиговой деформации  $\dot{\epsilon}_\tau$  структурная вязкость конденсированных сред убывает [12, 13], для формирования ТР1 среда должна быть подвержена сдвиговой деформации с градиентом скорости сдвига в направлении, перпендикулярном сдвигу. При этом значение  $\dot{\epsilon}_\tau$  должно иметь максимум, локализованный в зоне ТР1 так, что  $\dot{\epsilon}_{\tau \max} \geq \dot{\epsilon}_\tau^*$  ( $\dot{\epsilon}_\tau^*$  — пороговое значение скорости деформации, при котором падение уровня структурной вязкости достигает значения  $\mu_0$ , соответствующего вязкости нью-

тоновского течения среды). Для широкого диапазона жидкообразных сред зависимость структурной вязкости  $\mu$  от скорости деформации хорошо описывается формулой [14]  $\mu(s\lambda') = \mu_0 + (\mu_{\max} - \mu_0) \operatorname{arsh} \sqrt{s\lambda'}/\sqrt{s\lambda'}$ , где  $s = 2 \operatorname{tr}(D^2)$ ;  $D$  — тензор скорости деформации;  $\operatorname{tr}(D^2)$  — след тензора  $D^2$ ;  $\lambda'$  — постоянная времени процесса деформирования. Кроме того, зависимость  $\mu$  от напряжения сдвига  $\tau$  определяется выражением [12]  $\mu = \mu_0 + (\mu_{\max} - \mu_0) \bar{\tau} / \operatorname{sh} \bar{\tau}$ , где  $\bar{\tau} = \tau/\tau_*$ . (Связь между напряжением сдвига  $\tau$  и  $\varepsilon_\tau$  определяется из реологического уравнения конкретной среды.)

При сдвиговом деформировании твердопластических материалов  $\mu$  также убывает с ростом  $\dot{\varepsilon}_\tau$ . Так, в случае стали и алюминия [13] при  $\dot{\varepsilon}_\tau > 10^4 \text{ с}^{-1}$  убывающая вязкость материалов практически достигает минимального значения. Этот эффект можно объяснить тем, что при  $\dot{\varepsilon}_\tau$ , превышающем некоторое предельное значение  $\dot{\varepsilon}_\tau^*$ , кристаллы металлов переходят в атом-вакансионное состояние [2], а их пластическое деформирование — в режим течения ньютоновской жидкости. Подобный эффект, как известно, имеет место в кумулятивных струях.

Поскольку для образования ТР2 в зоне разрыва плотность среды по определению должна снизиться до нулевого уровня, т. е. должен возрасти общий объем образца среды, очевидно, что его деформация должна быть трехмерной: состоять из сдвигового деформирования среды и растяжения в направлении, перпендикулярном сдвигу. Так как реальная конденсированная среда всегда содержит микрокаверны (микропоры в твердопластическом материале, микропузырьки в жидкости), то в поле растягивающих напряжений при определенных условиях [3] будет развиваться кавитация: рост полостей, их слияние и формирование ТР2. Однако вследствие трехмерного характера течения этот разрыв, строго говоря, нельзя назвать чисто тангенциальным, и в настоящей работе он не исследуется.

1.3. Формирование тангенциальных разрывов первой степени исследовалось на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 2,а, 3. Принцип работы установки заключается в следующем. Пространство между двумя вращающимися в противоположных направлениях коаксиальными цилиндрами 1 и 2 заполнено жидкой средой 3. Электромеханические узлы 4 и 5 приводят во встречное вращение цилиндры с регулируемыми линейными скоростями от 0,002 до 25 см/с. При этом в результате встречного вращении цилиндров в исследуемой среде формируются коаксиальные встречные потоки и между ними образуется переходной слой, в котором при определенных скоростях потоков возможно существование сдвиговых режимов деформирования, обеспечивающих разрушение упорядоченности структуры среды. Основные геометрические параметры установки (см. рис. 2,а):  $R_1 = 7,4 \text{ см}$ ,  $R_2 = 4 \text{ см}$ ,  $R_3 = 9 \text{ см}$ ,  $h_1 = 1,5 \text{ см}$ ,  $h_2 = 1 \text{ см}$ ,  $H = 2 \text{ см}$ . Температура глицерина  $+19 \text{ }^\circ\text{C}$ . Для регистрации процесса система коаксиальных цилиндров помещалась в параллельный световой поток 1, формируемый оптической системой (источник света 6, конденсор 7); после конденсора 8 световой поток попадал на регистрирующую исследуемый процесс видеокамеру 9 (рис. 3). При этом в “поле зрения” оптической системы находился сектор  $F$  (рис. 2,б, 3).

Если цилиндры 1 и 2 (рис. 2,а, 3) вращаются в противоположных направлениях, то в среде 3 формируются два коаксиальных встречных потока (рис. 2,б) с эпюрой скоростей в окрестности их границы раздела, типичный пример которой приведен на рис. 2,в. Здесь  $u(r)$  — распределение скорости в жидкости вдоль координаты  $r$ ;  $B$  — точка, соответствующая переходному слою между встречными потоками. В серии тестовых опытов для определения эпюры скоростей в исследуемую среду вводились равноплотные с ней полимерные шарики диаметром  $0,04 \div 0,06 \text{ см}$ ; “вмороженные” шарики перемещались вместе с потоками глицерина, и по скорости их перемещения определялось распределение скорости течения вдоль координаты  $r$ . На рис. 2,в показана качественная зависимость градиента скорости течения  $Gr = du/dr$ , а следовательно, и скорости сдвигового деформирования  $\dot{\varepsilon}_\tau$  от ради-

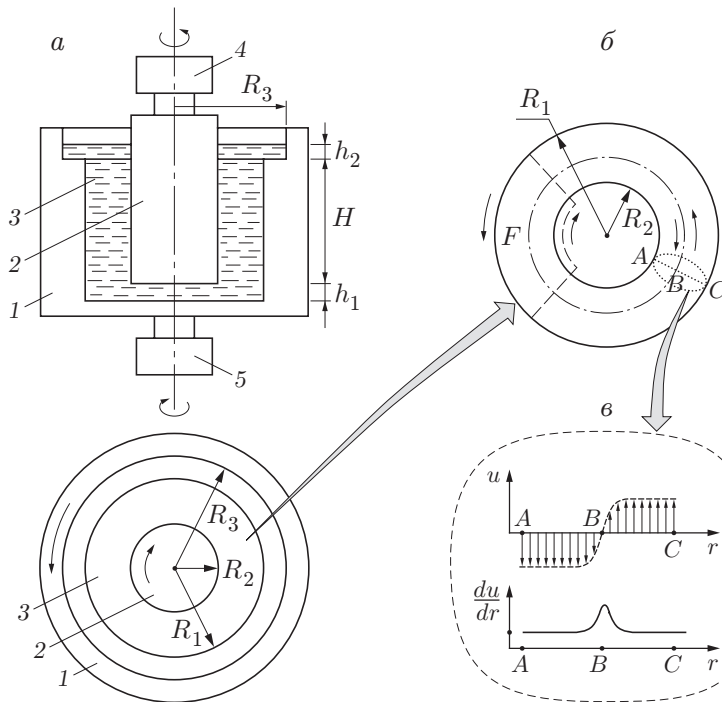


Рис. 2

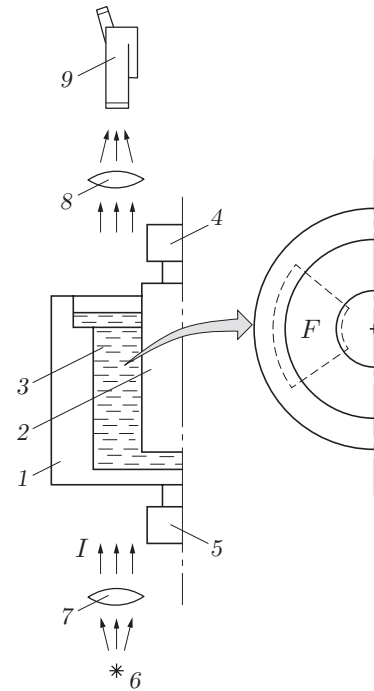


Рис. 3

Рис. 2. Схема эксперимента по исследованию образования тангенциальных разрывов параметров глицерина

Рис. 3. Визуализация тангенциального разрыва диэлектрической проницаемости жидкости

уса  $r$ . Очевидно, что в точке  $B$ , соответствующей переходному слою между встречными потоками, зависимость  $Gr(r)$  имеет “острый” максимум  $Gr(r = AB) = \max \{Gr(r)\}$ , и поэтому в переходном слое наиболее вероятен процесс разрушения упорядоченности структуры среды, а при определенных условиях и нарушения ее сплошности.

1.4. В результате проведенных опытов установлено следующее. Глицерин — оптически изотропная в исходном состоянии жидкая среда (рис. 4,а), которая при формировании встречных коаксиальных потоков в переходном слое уже при низких значениях  $\dot{\epsilon}_\tau$  теряет оптическую однородность, т. е. однородность значений диэлектрической проницаемости (рис. 4,б). Это означает, что в среде образуется тонкий цилиндрический слой с разрушенной структурой [10], в котором вязкость, а следовательно, и время релаксации сдвиговых напряжений имеют более низкие значения, чем в окружающей среде. Такой слой имеет признаки ТР1, однако время разрушения структуры глицерина в переходном слое  $t_b$  сильно зависит от уровня  $\dot{\epsilon}_{\tau*} = \dot{\epsilon}_\tau(r = AB)$ . Так,  $t_b = 5$  мин при  $\dot{\epsilon}_{\tau*} = 0,008 \text{ с}^{-1}$ ,  $t_b = 63$  с при  $\dot{\epsilon}_{\tau*} = 0,052 \text{ с}^{-1}$ ,  $t_b = 48$  с при  $\dot{\epsilon}_{\tau*} = 0,095 \text{ с}^{-1}$ ,  $t_b = 10$  с при  $\dot{\epsilon}_{\tau*} = 0,2 \text{ с}^{-1}$ . После остановки цилиндров вращение коаксиальных встречных потоков прекращается и происходит восстановление структуры глицерина в переходном слое. Во всех случаях время видимого “залечивания” структуры глицерина около 15 мин (при температуре  $+19^\circ\text{C}$ ). Следует отметить, что в указанном диапазоне значений  $\dot{\epsilon}_{\tau*}$  ширина переходного слоя с разрушенной структурой остается практически постоянной при вращении цилиндров, т. е. формируется устойчивая зона тангенциального разрыва упорядоченности структуры глицерина. При увеличении  $\dot{\epsilon}_{\tau*}$  до уровня  $2 \div 3 \text{ с}^{-1}$  зона разрыва (слой с разрушенной структурой) значительно расширяется (рис. 4,в), причем, судя по характеру течения, в этом слое вязкость

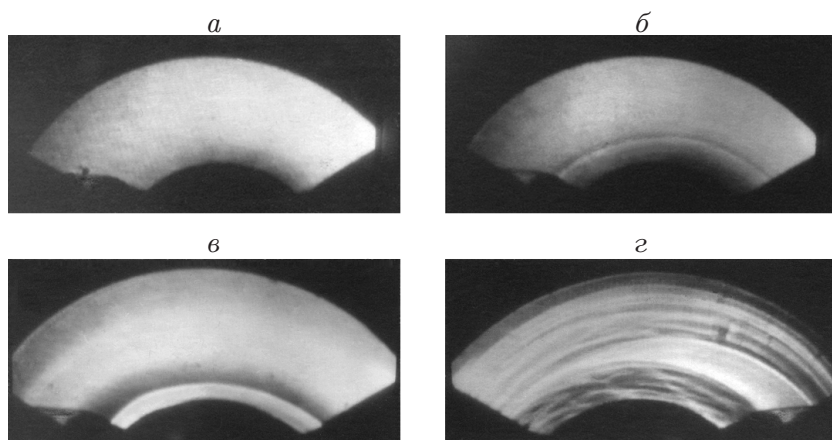


Рис. 4. Видеокадры формирования тангенциальных разрывов сдвиговой вязкости в глицерине

глицерина достаточно низкая: на видеogramме наблюдается быстрый переход ламинарного течения в турбулентное, и наоборот (после снижения скорости вращения цилиндров). На основании этого можно полагать, что в зоне тангенциального разрыва с увеличением  $\dot{\epsilon}_T^*$  до  $2 \text{ с}^{-1}$  устанавливается режим ньютоновского (вязкого) течения вследствие разрушения упорядоченности структуры и снижения структурной вязкости глицерина. После остановки цилиндров структура среды восстанавливается, причем на начальной стадии восстановления носит ячеистый характер (рис. 4,г), но со временем вся разрушенная кольцевая зона TP1 приобретает однородную структуру.

Таким образом, согласно полученным экспериментальным результатам вязкая полярная жидкость (глицерин) в состоянии покоя обладает сдвиговой упругостью, но с ростом  $\dot{\epsilon}_T$  упорядоченность структуры среды нарушается, а следовательно, структурная вязкость убывает до уровня ньютоновской сдвиговой вязкости, вследствие чего глицерин ведет себя как маловязкая жидкость (турбулизация потока). Этот процесс имеет обратимый характер: при  $\dot{\epsilon}_T \rightarrow 0$  упорядоченность структуры глицерина восстанавливается. Локализация области существования больших значений  $\dot{\epsilon}_T$  приводит к образованию тангенциального разрыва по вязкости среды.

**2. Реологическая модель макромасштабного сдвигового деформирования полярной жидкости.** 2.1. Из приведенных выше результатов экспериментальных исследований следует, что полярная жидкость (глицерин) в области слабых сдвиговых нагрузок ведет себя как упруговязкая среда, в которой возможно образование зон, где коэффициент вязкости имеет разрыв. С учетом этого рассмотрим возможность построения макрореологической модели процесса сдвигового деформирования исследуемой среды. Поскольку глицерин и вода обладают сдвиговой прочностью [9–11], они могут переходить из упругого состояния к вязкому только через стадию пластического деформирования. Действительно, если бы эти среды не имели сдвиговой прочности, то их механическая модель имела бы вид, приведенный на рис. 5,а, где элемент  $\mu_0$ , соответствующий вязкому течению, всегда открыт и течение среды начинается при любом уровне сдвигового напряжения. Наличие же сдвиговой прочности означает, что при напряжении ниже порогового значения элемент текучести  $\mu_0$  в механической модели заблокирован элементом Сен-Венана  $\eta_*$  (рис. 5,б) и среда деформируется в режиме сдвиговой упругости (элемент  $G_0$ ). После того как напряжение сдвига превысит пороговое значение, элемент Сен-Венана открывается и в среде начинает развиваться сдвиговое течение. С учетом этого в качестве реологического аналога исследуемой среды выбираем соответствующую механической модели (рис. 5,б)

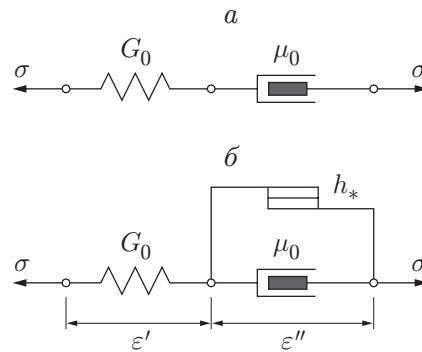


Рис. 5. Механический аналог упруговязкопластической среды

упруговязкопластическую среду (УВПС), в которой  $G_0$  — модуль сдвиговой упругости жидкости;  $\eta_*$  — коэффициент эффективной вязкости УВПС в тот момент, когда напряжение достигает предела текучести среды;  $\mu_0$  — сдвиговая вязкость жидкости в режиме вязкого (ньютоновского) течения. Деформацию механической модели  $\varepsilon$  можно представить в виде суммы деформаций механических узлов  $G_0, \eta_* | \mu_0$ :  $\varepsilon = \varepsilon' + \varepsilon''$ . Подставляя в последнее уравнение соответствующие соотношения, связывающие приложенные к модели напряжения  $\sigma$  с деформациями узлов

$$\varepsilon' = \frac{\sigma}{2G_0}, \quad \varepsilon'' = \frac{\sigma}{2(\mu_0 + \eta_*)d/dt},$$

получим

$$(\mu_0 + \eta_*)\dot{\sigma} + G_0\sigma = 2G_0(\mu_0 + \eta_*)\varepsilon$$

или в трехмерном случае, переходя к тензорам напряжения  $T$  и скорости деформации  $D$ , —

$$(\mu_0 + \eta_*)T^\oplus + G_0T = 2G_0(\mu_0 + \eta_*)D. \quad (1)$$

Здесь  $T^\oplus$  — одна из конвективных производных по времени от тензора напряжения, трансформирующаяся при переходе к одномерному случаю в материальную производную. Далее, умножая уравнение (1) на  $T$  и учитывая, что при превышении предела текучести  $\theta$  имеют место соотношения  $\eta_* \gg \mu_0, T \cdot T^\oplus = 0$ , получим

$$\eta_* = 2\theta^2 / (2D \cdot T) \quad (2)$$

( $2\theta^2 = T \cdot T$  при достижении предела текучести). Наконец, подставляя (2) в (1), после преобразования получим реологическое уравнение состояния УВПС

$$T + \frac{1}{G_0} \left( \mu_0 + \frac{\theta^2}{D \cdot T} \right) T^\oplus = 2 \left( \mu_0 + \frac{\theta^2}{D \cdot T} \right) D \quad (3)$$

или

$$T + \lambda_{0*} T^\oplus = 2\mu_z D,$$

где  $\mu = \mu_0 + \theta^2 / (D \cdot T)$  — структурная вязкость среды, убывающая с ростом сдвигового напряжения и скорости деформирования до  $\mu_0$ ;  $\lambda_{0*} = \mu / G_0$ .

2.2. Для удобства анализа, умножив уравнение (3) на  $D \cdot T \theta^{-2}$ , перепишем его в виде

$$\frac{T}{\mu_0} \frac{\mu_0 D \cdot T}{\theta^2} + \frac{1}{G_0} \left( \frac{\mu_0 D \cdot T}{\theta^2} + 1 \right) T^\oplus = 2 \left( \frac{\mu_0 D \cdot T}{\theta^2} + 1 \right) D. \quad (4)$$

Если к среде приложено очень слабое напряжение и ее деформация происходит очень медленно, так что  $D \cdot T \mu_0 \theta^{-2} \ll 1$  и  $T / \mu_0 \ll T^\oplus / G_0$ , то уравнение (4) сводится к виду

$T^\oplus = 2G_0D$ . Отсюда следует, что деформация чистого сдвига среды при очень медленном и слабом нагружении осуществляется по закону Гука  $\tau = 2G_0\varepsilon_\tau$ . Этот вывод согласуется с поведением воды и глицерина, наблюдаемым в экспериментах [9]. Если интенсивность сдвигового напряжения увеличивать до такого уровня, чтобы выполнялось условие  $\mu_0D \cdot T\theta^{-2} \geq 1$ , то реологическая характеристика среды описывается уравнением (3), которое при  $\theta^2(\mu_0D \cdot T)^{-1} \ll 1$  вследствие разрушения упорядоченности структуры, а следовательно, и при  $\mu \rightarrow \mu_0$  сводится к классическому уравнению Максвелла

$$T + \lambda_0T^\oplus = 2\mu_0D, \quad \lambda_0 = \mu_0/G_0. \quad (5)$$

Поведение решения этого уравнения, как известно [14], зависит от выбора конвективной производной тензора напряжений по времени, имеющей в общем случае вид  $T^\oplus = T^\odot + a(T \cdot D + D \cdot T)$ , где  $T^\odot = dT/dt + T \cdot W + (T \cdot W)^\top$  — вращательная производная Яумана;  $a \neq 0$  — константа;  $D = 0,5(\nabla\mathbf{V} + \nabla\mathbf{V}^\top)$ ;  $W = 0,5(\nabla\mathbf{V} - \nabla\mathbf{V}^\top)$ . Подставляя значение  $T^\oplus$  в уравнение (5), получим

$$T + \lambda_0T^\odot + \lambda_0a(T \cdot D + D \cdot T) = 2\mu_0D. \quad (6)$$

2.3. Анализ упруговязких характеристик исследуемой жидкости проведем на примере стандартного линейного течения Куэтта. В декартовой системе координат  $x^i$  это течение имеет вид  $v^1 = \dot{\varepsilon}_\tau x^2$ ,  $v^2 = v^3 = 0$ , где  $v^1, v^2, v^3$  — компоненты вектора скорости  $\mathbf{V}$ . Тогда

$$T = \begin{vmatrix} \sigma^{11} & \tau^{12} & \tau^{13} \\ \tau^{21} & \sigma^{22} & \tau^{23} \\ \tau^{31} & \tau^{32} & \sigma^{33} \end{vmatrix}, \quad D = \begin{vmatrix} 0 & \dot{\varepsilon}/2 & 0 \\ \dot{\varepsilon}/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad W = \begin{vmatrix} 0 & \dot{\varepsilon}/2 & 0 \\ -\dot{\varepsilon}/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

С учетом того, что для установившегося простого сдвигового течения  $T^\odot = T \cdot W + (T \cdot W)^\top$ , записав уравнение (6) в матричной форме с последующим разложением его по  $i, j$ -компонентам, получим систему алгебраических уравнений, из решения которой следует, что

$$\tau^{12} = \frac{\mu_0\dot{\varepsilon}_\tau}{1 + \dot{\varepsilon}_\tau^2\lambda_0^2(1 - a^2)} = \frac{\mu_0\dot{\varepsilon}_\tau}{1 + (1 - a^2)\text{De}^2}$$

и, соответственно,

$$\mu_* = \frac{\tau^{12}}{\dot{\varepsilon}_\tau} = \frac{\mu_0}{1 + (1 - a^2)\text{De}^2}; \quad (7)$$

$$k_1(\dot{\varepsilon}_\tau) = \sigma^{11} - \sigma^{22} = \frac{2\mu_0\dot{\varepsilon}_\tau^2\lambda_0}{1 + \dot{\varepsilon}_\tau^2\lambda_0^2(1 - a^2)} = \frac{2\mu_0\dot{\varepsilon}_\tau\text{De}}{1 + (1 - a^2)\text{De}^2}; \quad (8)$$

$$k_2(\dot{\varepsilon}_\tau) = \sigma^{22} - \sigma^{33} = -\frac{\mu_0\lambda_0\dot{\varepsilon}_\tau^2(1 + a)}{1 + \lambda_0^2\dot{\varepsilon}_\tau^2(1 - a^2)} = -\frac{(1 + a)\mu_0\dot{\varepsilon}_\tau\text{De}}{1 + (1 - a^2)\text{De}^2}. \quad (9)$$

Здесь  $\text{De} = \lambda_0\dot{\varepsilon}_\tau = \lambda_0/t_*$  — число Деборы, являющееся критерием подобия процессов деформирования упруговязких сред;  $t_* = \dot{\varepsilon}_\tau^{-1}$  — характерное время этих процессов. Вследствие того что эффективная вязкость  $\mu_* = \tau^{12}\dot{\varepsilon}_\tau^{-1}$  всегда должна оставаться положительной, параметр  $a$  согласно (7) ограничен условием  $-1 \leq a \leq 1$ . Поскольку случай нижней конвективной производной  $a = 1$  не соответствует реальным процессам [14], наиболее подходящие значения параметра  $a$ , соответствующие упруговязким жидкостям, находятся в диапазоне от 0 до  $-1$ . Следовательно, при уже разрушенной структурной вязкости (т. е. после достижения режима, при котором  $\mu_0D \cdot T \gg \theta^2$ ), когда поведение среды описывается моделью Максвелла, согласно (7)–(9) при малых значениях числа Деборы  $k_1 \approx 0$ ,  $k_2 \approx 0$ . В этом случае среда ведет себя как ньютоновская жидкость без признаков упругих свойств.

Далее с увеличением  $De$  разности нормальных напряжений  $k_1$  и  $k_2$  начинают расти, что указывает на повторное появление у глицерина упругих свойств, т. е. при  $(1 - a^2) De \gg 1$   $k_1 \simeq 2\mu_0[\lambda_0(1 - a^2)]^{-1}$ ,  $k_2 \simeq -\mu_0[\lambda_0(1 - a)]^{-1}$ . Таким образом, если в глицерине создается условие для формирования зоны в виде узкой полосы с “острым” максимумом скорости сдвиговой деформации в ней, как это имело место в приведенном выше эксперименте, то уравнение (3) для этой зоны при выполнении условия  $D \cdot T \gg \theta^2$  примет вид (6). Из решения этого уравнения для случая простого сдвига (7)–(9) следует, что с ростом  $\dot{\epsilon}_\tau$  увеличивается разность  $k_2 - k_1$ , т. е. в этой зоне могут формироваться растягивающие напряжения. Отметим, что, поскольку  $De = \lambda_0 \dot{\epsilon}$ , вода, время релаксации сдвиговых напряжений которой  $\lambda_0 < 10^{-6}$  с, после разрушения структурной вязкости может проявлять упругие свойства только при очень высоких скоростях сдвиговых деформаций, реализовать которые практически невозможно.

В заключение проведем сопоставление данных эксперимента с оценкой, полученной по реологическому уравнению (3). Согласно эксперименту при  $\dot{\epsilon}_\tau = 2 \text{ с}^{-1}$  формируется слой, в котором резко снижается уровень структурной вязкости глицерина  $\mu_z$ . Через специальное отверстие в дне стакана 1 (см. рис. 2, а) глицерин с разрушенной структурой подавался в капиллярный вискозиметр, при помощи которого установлено, что в этом слое  $\mu_z = 0,72 \text{ Па} \cdot \text{с}$ , а с дальнейшим ростом  $\dot{\epsilon}_\tau$  структурная вязкость убывает, стремясь к значению  $\mu_0 = 0,48 \text{ Па} \cdot \text{с}$ . Далее экспериментальная установка перестраивалась в режим работы стандартного ротационного вискозиметра с приводом на внутренний цилиндр 2, и при  $T = +28,3 \text{ }^\circ\text{C}$ , когда вязкость глицерина  $\mu = 72 \text{ Па} \cdot \text{с}$ , на вискозиметре было определено соответствующее значение сдвигового напряжения  $\tau = 2,365 \text{ Па}$ . Затем подстановкой экспериментальных данных  $\dot{\epsilon}_\tau = 2 \text{ с}^{-1}$ ,  $\mu_0 = 0,48 \text{ Па} \cdot \text{с}$  в уравнение (3), которое в случае чисто сдвигового течения с предысторией постоянной деформации сводится к виду  $\tau - 2\theta^2/\tau = 2\mu_0\dot{\epsilon}_\tau$  (для глицерина  $\theta = 1 \text{ Па}$  [9]), получено искомое значение напряжения сдвига  $\tau = 2,669 \text{ Па}$ . Экспериментальное значение  $\tau$  на 11,3 % меньше расчетного. Это обусловлено тем, что экспериментальное измерение вязкости проводилось в среде с неравновесной (медленно восстанавливающейся в процессе измерения) структурой, а также погрешностью определения  $\theta$  в работе [9].

**Выводы.** Эксперименты показали, что в глицерине возможно формирование тангенциального разрыва по вязкости. После снятия сдвиговой нагрузки со временем происходит “залечивание” зоны разрыва: восстановление в ней исходной структуры, причем этот процесс носит ячеистый характер.

Макрореологической моделью глицерина и воды при слабом сдвиговом деформировании может служить упруговязкопластическое тело. Уравнение состояния модельного тела (3) в различных модификациях соответствует различным режимам деформирования среды, в том числе формированию в ней зон с низкой сдвиговой вязкостью.

Таким образом, модель УВПС справедлива не только для твердопластических материалов и жидкопластических сред (битумов, красок, паст, гелей, расплавов полимеров и т. д.), но также для полярных жидкостей (воды и глицерина), которые в диапазоне ультраслабых сдвиговых нагрузок обладают сдвиговой упругостью. Но в большинстве реальных процессов нагрузки имеют уровень выше 1 Па, т. е. они значительно превышают предел текучести этих сред и разрушают упорядоченность их структуры так, что структурная вязкость снижается до уровня ньютоновской вязкости. Поэтому полярные жидкости принято называть ньютоновскими. Однако сдвиговую прочность этих сред необходимо учитывать при исследовании седиментации взвесей, медленных диффузионных процессов, биофизических процессов в живой клетке, а также в других случаях, когда ньютоновские жидкости подвергаются очень слабым сдвиговым нагрузкам.



## ЛИТЕРАТУРА

1. **Мороз Л. С.** Механика и физика деформаций и разрушения материалов. Л.: Машиностроение, 1984.
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.** Обобщенная реологическая модель кавитирующих конденсированных сред // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 3. С. 116–129.
4. **Полухин П. И., Горелик С. С., Воронцов В. К.** Физические основы пластической деформации. М.: Металлургия, 1982.
5. **Трапезников А. А.** О пределах текучести, критической упругой деформации и критической скорости деформации релаксирующих коллоидных систем // Докл. АН СССР. 1955. Т. 102, № 6. С. 1177–1180.
6. **Рейнер М.** Реология. М.: Наука, 1965.
7. **Папков С. П.** Студнеобразное состояние полимеров. М.: Химия, 1974.
8. **Pal R., Rhodes E.** Viscosity/concentration relationship for emulsions // J. Rheol. 1989. V. 33, N 7. P. 1021–1047.
9. **Апакашев Р. А., Павлов В. В.** Определение предела прочности и модуля сдвига воды при малых скоростях течения // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1997. № 1. С. 3–7.
10. **Стебновский С. В.** Динамооптический эффект в гомогенных ньютоновских жидкостях // Журн. техн. физики. 2002. Т. 72, вып. 11. С. 24–27.
11. **Стебновский С. В.** О сдвиговой прочности структурированной воды // Журн. техн. физики. 2004. Т. 74, вып. 1. С. 21–23.
12. **Ребиндер П. А.** Новые методы характеристики упруго-пластично-вязких свойств структурированных дисперсных систем и растворов высокополимеров / Новые методы физико-химических исследований поверхностных явлений: Тр. Ин-та физ. химии АН СССР. М., 1950. Вып. 1.
13. **Годунов С. К., Дерибас А. А., Мали В. И.** О влиянии вязкости материала на процесс образования струй при соударении металлических пластин // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 1. С. 3–18.
14. **Астарита Д., Маруччи Д.** Основы механики неньютоновских жидкостей. М.: Мир, 1978.

*Поступила в редакцию 19/III 2004 г.,  
в окончательном варианте — 11/X 2004 г.*

---