

**ПРОФИЛИ СКОРОСТЕЙ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ
СТРУКТУРНО-ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ МЕЖДУ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ
ПЛОСКОСТЯМИ**

Ю. В. Костылев, В. И. Попов, Е. М. Хабахнишева

(Новосибирск)

В работе [1] было предложено реологическое уравнение для структурно-вязких жидкостей и показана целесообразность выделения специального подкласса жидкостей с линейным законом текучести.

В данной статье расчетные профили скоростей для структурно-вязких жидкостей сопоставляются с измеренными в опытах.

Распределение касательных напряжений при стабилизированном течении в плоском канале линейно, т. е.

$$\tau = \tau_w \xi \quad (\xi = y/h) \quad (1)$$

Здесь τ_w — касательное напряжение сдвига на стенке, y — расстояние от оси канала, h — полуширина канала.

Профиль скорости определяется формулой

$$W = h \int_0^1 \varphi(\tau) \tau d\xi \quad (2)$$

где $\varphi(\tau)$ — текучесть жидкости. При линейном законе текучести

$$\varphi = \varphi_0 + \theta (\tau - \tau_1) \quad (3)$$

предполагая, что $\tau_1 \approx 0$, где τ_1 — предел устойчивости структуры жидкости, получаем

$$W = \frac{h\tau_w\varphi_0}{2} \left[(1 - \xi^2) + \frac{2}{3} \frac{\theta}{\varphi_0} \tau_w (1 - \xi^3) \right] \quad (4)$$

$$\frac{W}{\langle W \rangle} = 1.5 \frac{1 - \xi^2 + \frac{2}{3} (1 - \xi^3) \tau_w \theta / \varphi_0}{1 + 0.75 \tau_w \theta / \varphi_0} \quad (5)$$

Здесь $\langle W \rangle$ — средняя расходная скорость потока, θ — коэффициент структурной устойчивости жидкости, φ_0 — нулевая текучесть жидкости, т. е. текучесть при $\tau \rightarrow 0$.

Профили скоростей, вычисленные по формуле (5) для различных значений параметра $\theta\tau_w/\varphi_0$, построены на фиг. 1.

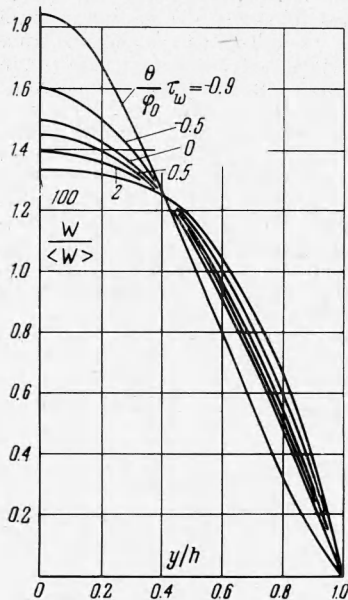
Для жидкостей, у которых текучесть растет с увеличением напряжения ($\theta > 0$), профиль скоростей, по сравнению с профилем, возникающим при течении обычных ньютоновских жидкостей, уплощается; для жидкостей, у которых $\theta < 0$, имеет место обратное явление.

Мера изменения профиля $\theta\tau_w/\varphi_0$ показывает, что распределение скоростей зависит от величины напряжения сдвига.

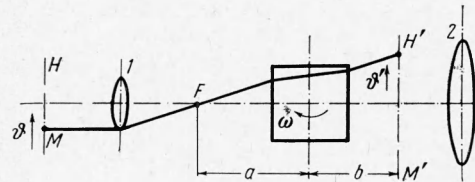
Заметим, что применяемая обычно степенная зависимость между касательными напряжениями сдвига и градиентом скорости [2-4] приводит к соотношению

$$\frac{W}{\langle W \rangle} = \frac{1 + 2n}{1 + n} [1 - \xi^{(1+n)/n}] \quad (6)$$

т. е. профиль скоростей оказывается не зависимым от величины τ_w .



Фиг. 1

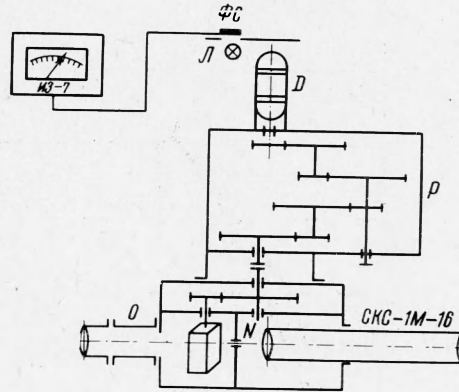


Фиг. 2

Методика измерения профиля скоростей. Экспериментальная установка представляет собой замкнутый контур с баком постоянного уровня, обеспечивающим постоянство расхода жидкости в течение опыта. Измерения производились в прямоугольном прозрачном канале размером 4.25×1.02 см на расстоянии 90 см от входа в канал. Для измерения профиля скорости был сконструирован специальный прибор, использующий принцип оптико-механической развертки изображения движущихся в потоке мелких частиц. Оптическая схема прибора показана на фиг. 2, где 1 — объектив, 2 — окуляр, 3 — призма.

Перемещению частицы, движущейся со скоростью v в фокальной плоскости объектива MH , будет соответствовать перемещение ее изображения в фокальной плоскости окуляра $M'H'$ с некоторой скоростью v' , зависящей от угловой скорости вращения призмы и оптико-геометрических характеристик системы. Изменяя скорость вращения призмы, можно добиться такого положения, когда изображение частицы окажется неподвижным. Скорость движущейся в потоке частицы и скорость вращения призмы связаны между собой простым соотношением $v = K\omega$, где K — константа прибора, которая может быть вычислена или определена тарировкой, а ω — угловая скорость вращения призмы.

В основу прибора положена переоборудованная скоростная кинокамера СКС-1М-16 (фиг. 3). Вращение призмы осуществлялось от двигателя постоянного тока через двухскоростной редуктор P (в данной серии опытов коэффициенты редукции a_0 и a_1 были равны 0.24 и 1.27). На валу двигателя закреплен диск с двенадцатью отверстиями, через которые свет от лампы L падает на фотосопротивление ΦC . Фотосопротивление подает импульсы на частотомер ЧЗ-7.

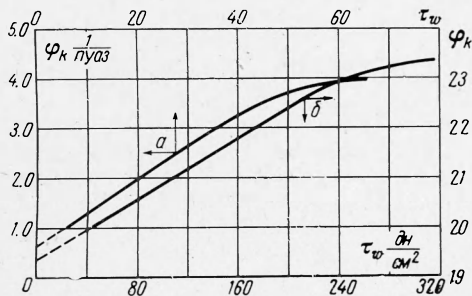


Фиг. 3

Расчет скорости производился по формуле

$$v = B a_{0,1} \nu$$

где $B = 0.054$ — постоянная прибора, определенная тарировкой по скорости вращения обода диска известного радиуса; $a_{0,1}$ — коэффициенты редукции, ν — частота по прибору ЧЗ-7.



Фиг. 4

Работа прибора и гидродинамического циркуляционного контура проверялась специальными опытами на воде. Экспериментальные распределения скоростей при ламинарном течении воды совпали с распределением

$$W / \langle W \rangle = 1.5 (1 - \xi^2)^{3/2} \quad (7)$$

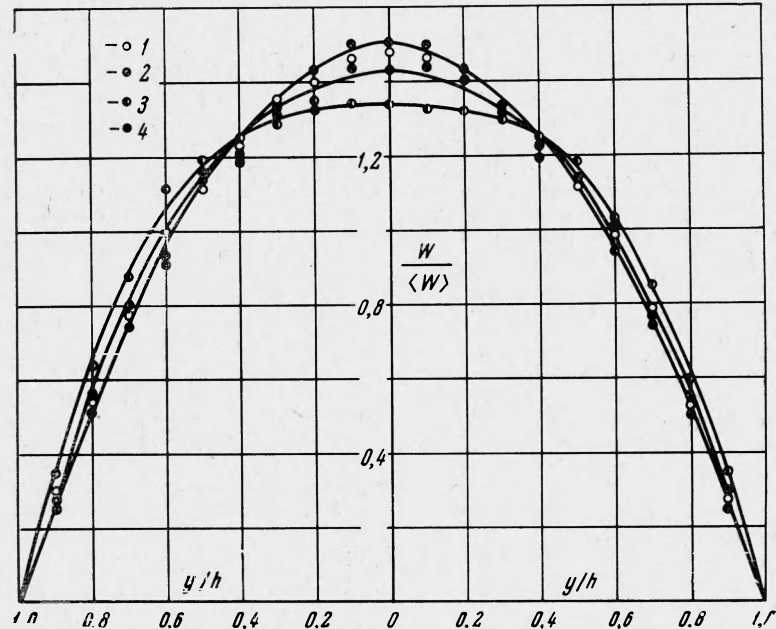
Максимальное отклонение отдельных точек составило $\pm 4\%$.

Результаты измерений. Кривые, полученные на вискозиметрической установке капиллярного типа, представлены на фиг. 4, где кривая (а) — результаты, полученные с 4%-ным раствором поливинилового спирта в воде, кривая (б) — результаты, полученные с 0.4%-ным раствором натриевой карбоксиметилцеллюлозы в воде; при этом

оказалось, что ниже некоторого значения τ_w кривая текучести удовлетворительно аппроксимируется формулой (3).

Следует отметить, что капиллярным вискозиметром невозможно получить значения кажущейся текучести в области малых значений касательных напряжений сдвига. Поэтому величина φ_0 была найдена путем экстраполяции кривой течения на ось ординат.

Опыты по распределению скоростей раствора поливинилового спирта проведены при значениях $\theta\tau_w/\varphi_0$, приблизительно равных 2, 4, 6.



Фиг. 5

Касательные напряжения сдвига на стенке канала определялись по соответствующим градиентам скорости и контролировались по перепаду давления.

Результаты измерений представлены на фиг. 5, где точки 1, 2, 3 соответствуют значениям $\theta\tau_w/\varphi_0 = 2, 4, 6$ для 4%-ного раствора поливинилового спирта в воде. Для 0,4%-ного раствора натриевой карбоксиметилцеллюлозы. Так как нулевая текучесть последнего велика, а коэффициент θ мал, значение $\theta\tau_w/\varphi_0$ даже при сравнительно больших числах Рейнольдса ($R \approx 600$) составляло всего 0,005. Как и следовало ожидать, полученное в этом случае распределение скоростей практически не отличалось от распределения скоростей при ламинарном течении обычных ньютоновских жидкостей (7).

При течении в канале раствора поливинилового спирта отчетливо видно расслоение профилей скорости в зависимости от величины комплекса $\theta\tau_w/\varphi_0$. При значении $\theta\tau_w/\varphi_0 = 6$ ($\tau_w = 43 \text{ дн/см}^2$) опытные профили скоростей совпадают с расчетными с погрешностью, не превышающей 1,5–2%, и могут свидетельствовать о справедливости формулы (5), полученной на основе линейного закона текучести, в некотором практически интересном интервале напряжений сдвига.

При уменьшении величины комплекса $\theta\tau_w/\varphi_0$ расхождение между опытными данными и расчетом по формуле (5) увеличивается, достигая 5% при $\theta\tau_w/\varphi_0 = 2$. Это может быть связано с неправомерностью сравнения опытных данных с формулой (5) при очень малых значениях τ . Дело в том, что при выводе формулы (5) предполагалось, что предел устойчивости структуры жидкости $\tau_1 = 0$. В действительности же, в области очень малых значений τ жидкость может еще не проявлять «неньютоновских» свойств, и, следовательно, чем меньше τ_w , тем большая часть сечения будет занята течением как бы «ньютоновской» жидкости. При больших значениях τ_w этот эффект практически не будет сказываться. К сожалению, в настоящее время не разработаны

еще достаточно точные способы определения текучести при очень малых значениях напряжения сдвига, и поэтому линейную экстраполяцию кривой текучести следует считать оправданной. Однако такая экстраполяция может быть причиной некоторого расхождения расчетных и экспериментальных данных, ощутимых в области малых значений τ_w .

Поступила 14 VII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Попов В. И., Хабахпашева Е. М. К гидродинамике жидкостей с переменной вязкостью. ПМТФ, 1966, № 1.
2. Уилкинсон У. Л. Неньютоновские жидкости. Изд. «Мир», 1964.
3. Ulbrecht J., Mitschka P. Chemické inženýrství neneutonských kapalin. Nakladatelství Československé Akademie Věd, Praha, 1965.
4. Бостанджиян С. А., Столин А. М. Течение неньютоновских жидкостей между двумя параллельными плоскостями. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 1.

АВТОКОЛЕБАНИЯ В КУЭТТОВОМ ТЕЧЕНИИ НЕСЖИМАЕМОЙ МАКСВЕЛЛОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

Ю. А. Бувевич, А. И. Леонов

(Москва)

К числу наиболее интересных эффектов, сопровождающих течение полимерных систем, относится так называемое «разрушение расплава». Это явление заключается в том, что струя расплава или концентрированного раствора полимера, вытекающая из капилляра, при достижении некоторых критических значений параметров, определяющих процесс деформирования, приобретает сильные искажения формы. Исходя из представлений о наличии специфической упругой неустойчивости при течении упруго-вязких сред, в работе [1] был введен критерий наступления этого явления и путем анализа многочисленных экспериментальных данных показана его применимость.

Другим возможным источником возникновения обсуждаемого явления может служить пристеночное скольжение упруго-вязкой жидкости при достаточно больших скоростях ее движения. В целях качественного анализа этого механизма возникновения нерегулярностей в потоке в данной работе рассмотрена задача об автоколебаниях, возникающих при проскальзывании несжимаемой максвелловской жидкости в течении Куэтта.

К сожалению, в литературе отсутствуют удовлетворительные данные, устанавливающие какие-либо количественные закономерности, относящиеся к пристеночному скольжению при быстром течении расплавов или растворов полимеров. Однако можно предполагать, что описывающие это явление закономерности аналогичны или весьма близки к установленным для сухого трения высокоэластичных материалов. Типичная кривая зависимости силы трения Q таких материалов от скорости скольжения v имеет максимум, сдвигающийся влево при повышении нормального давления [2, 3]. Для простоты ограничимся здесь рассмотрением случая, когда сила трения имеет падающую скоростную характеристику, в предположениях $d^2Q/dv^2 > 0$, $Q(v) > 0$, $\lim Q = 0$ при $v \rightarrow \infty$. Такого рода предположения соответствуют весьма высокому гидростатическому давлению в системе.

Кроме того, предполагаем здесь, что неравновесность процесса трения, имеющая место при меняющейся со временем v , малосущественна, т. е. силу трения можно описывать стационарной зависимостью $Q(v)$.

Сформулируем основные допущения, касающиеся процессов пристеночного скольжения. Предположим, что отлипание жидкости от стенки реализуется, когда касательное напряжение на ней достигает критического значения $Q(0) = Q_0$. Величина Q_0 , являясь мерой прочности адгезионных связей упруго-вязкой жидкости с материалом стенки, зависит, в частности, от характеристик этой жидкости — плотности ρ , вязкости η и времени релаксации θ . Поскольку плотность большинства полимеров примерно одинакова, то $Q_0 = Q_0(\eta, \theta)$. Из анализа размерностей следует $Q_0 \sim \eta/\theta = G$. Следовательно, с изменением материальных констант характеристика $Q(v)$ также будет претерпевать некоторые изменения, т. е., задаваясь некоторой кривой $Q(v)$, тем самым задаемся в какой-то мере и параметрами ρ, η, θ . Предполагая для простоты фиксированным также расстояние $2h$ между пластинами, получаем единственный параметр, который можно варьировать, — относительную скорость пластин $2V$.