

УДК 532.5 : 532.135

О ЯВЛЕНИИ ПРЯДОМОСТИ ДЛЯ УПРУГОВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

А. И. ЛЕОНОВ, А. Н. ПРОКУНИН

(Москва)

Экспериментально изучалось явление прядомости при изотермической вытяжке со свободной поверхностью струи из растворов полиоксидиэтилена с помощью вращающегося барабана. Результаты экспериментов сравниваются с теоретическим описанием явления на примере трехконстантной реологической модели упруговязкой жидкости.

В работах [1, 2] расплавы полимеров подвергались однородному растяжению при задании постоянной силы (нестационарное течение). Было показано, что в отличие от ньютоновских жидкостей, коэффициент пропорциональности между напряжением σ , действующим в сечении в данный момент времени, и скоростью необратимой деформации растет с ростом необратимого удлинения. Здесь и далее рассматриваются только изотермические эксперименты. Под продольной вязкостью по аналогии с эффективной сдвиговой вязкостью $\eta(\dot{\gamma})$ будем понимать отношение $\lambda = \sigma/\dot{\gamma}$ при однородном стационарном растяжении, где $\dot{\gamma}$ — скорость деформации. В работах [3-5] однородное стационарное растяжение осуществлялось в режиме $\dot{\gamma} = \text{const}$, а в [6] — при $\sigma = \text{const}$. Для расплавов полимеров $\lambda(\dot{\gamma})$ либо постоянна, либо слабо растет. При малых $\dot{\gamma}$ выполняется закон Трутона [3-7], т. е. $\lambda(\dot{\gamma}) \rightarrow 3\eta_0$ при $\dot{\gamma} \rightarrow 0$. Здесь η_0 — сдвиговая вязкость при скоростях сдвига, стремящихся к нулю. Надо отметить, что в [4] при достаточно больших $\dot{\gamma}$ стационарное течение не наблюдалось и напряжение σ экспоненциально возрастало со временем (потеря свойств текучести).

Отметим ряд эффектов, которые, вообще говоря, могут быть связаны с резким ростом напряжения при вытяжке.

1. Возрастание сопротивления при входе в капилляр (отверстие) для упруговязких жидкостей по сравнению с ньютоновскими (см., например, [8]).

2. Капиллярный распад струй упруговязких растворов, где после начальной фазы капиллярного распада возникают характерные конфигурации «капли — нити», приводящие к повышенной стабилизации струй по сравнению с ньютоновскими (работы [9-11]).

3. Образование упругого сифона [12] и способность вытягиваться со свободной поверхности (прядомость) [13].

В работе [12] изучение явления «открытого (упругого) сифона» для водных растворов полиоксидиэтилена носило описательный характер. В работе [13] со свободной поверхности с помощью засасывающего устройства вытягивался концентрированный раствор полиакриламида в глицерине. Приведен один профиль струи (длина струи меньше 10 см). При этом наблюдался слабый рост скорости деформации вдоль струи. В данной работе экспериментально и теоретически изучено явление вытяжки жидкости со свободной поверхностью с помощью вращающегося барабана.

Схема опыта представлена на фиг. 1, а. Испытуемая упругая жидкость 2 вытягивалась из резервуара 1 вращающимся барабаном 3 и по желобу 4 снова стекала в резервуар. Таким образом, уровень жидкости в резервуаре поддерживался постоянным.

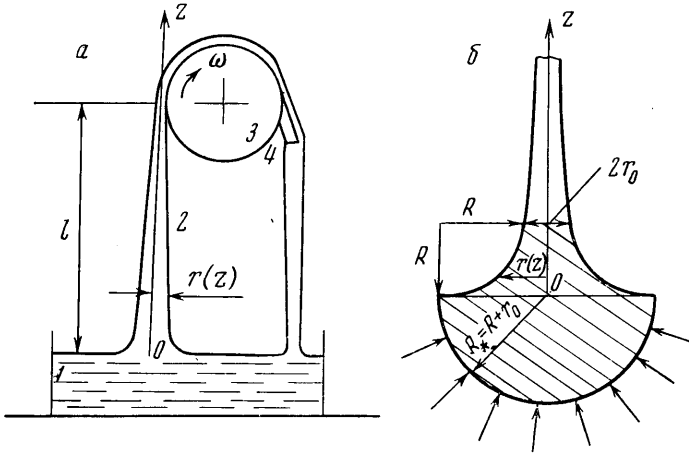
Эксперименты проводились с водными растворами полиоксидиэтилена (см. п. 2), обладающими низкой вязкостью и значительной сдвиговой упругостью, в результате чего удавалось достичь полуметровой длины стационарно вытягиваемых струй. Как показано ниже, механизм этого явления объясняется достаточно резкой потерей свойств текучести полимерной жидкостью.

1. Перейдем к теоретическому рассмотрению явления на основе простейшей нелинейной модели упругой жидкости максвелловского типа, рассмотренной в [14]¹

¹ Леонов А. И. Упругие и структурные эффекты в нелинейной механике расплавов и концентрированных растворов полимеров. Докт. дисс., М., 1969.

$$(1.1) \quad \theta \Delta \sigma' / \Delta t - \varepsilon \theta [\sigma' e - e \sigma' - {}^2/3 G \text{Sp}(\sigma' e)] + \sigma' = 2\eta e, \quad \sigma = -pG + \sigma'$$

Здесь η — вязкость, θ — время релаксации, ε — безразмерная константа, e — тензор скоростей деформаций, σ — тензор напряжений, σ' — его девиатор, p — изотропное давление (жидкость предполагается несжимаемой), $\Delta/\Delta t$ — символ ямановской тензорной производной по времени, G — фундаментальный метрический тензор.



Фиг. 1

Пусть $r(z)$ — радиус струи на расстоянии z от свободной поверхности. Можно показать, что при достаточно больших z в предположении, что $|dr/dz| \ll 1$, распределение скоростей и напряжений в струе мало отличается от случая пространственно однородного растяжения струи жидкости и слабо меняется по продольной координате z . В этом случае в цилиндрической системе координат с осью z , направленной по оси струи, тензоры σ' и e с точностью до членов порядка $r'(z)$ являются диагональными. Проводя усреднение уравнения (1.1) по сечению струи с учетом обращения в нуль радиальной компоненты тензора напряжений на поверхности струи, получим из (1.1) для стационарного течения

$$(1.2) \quad \theta v d\sigma/dz - \varepsilon \theta \sigma dv/dz + \sigma = 3\eta dv/dz$$

Здесь σ и v — усредненные по сечению струи напряжения и скорость. Усредненные уравнения баланса импульса и неразрывности имеют вид

$$(1.3) \quad \frac{d}{dz}(\sigma s) = \rho g s, \quad sv = q = \text{const}$$

Здесь s — поперечное сечение струи, ρ — плотность, g — ускорение свободного падения, q — расход.

Задача рассматривается в безынерционном приближении, что справедливо при $v(z) \ll g\theta$, и предполагается, что влиянием капиллярных сил можно пренебречь. Эти предположения проверяются в конце работы.

Будем рассматривать решение уравнений (1.2), (1.3) со следующими условиями:

$$(1.4) \quad v|_{z=z_0} = v_0, \quad \sigma|_{z=z_0} = \sigma_0$$

Здесь величины v_0 и σ_0 — скорость и напряжение в сечении $z=z_0$, начиная с которого достаточно хорошо выполняются условия усреднения.

Рассмотрим прежде всего явление вытяжки струи в случае, когда силой тяжести можно пренебречь, что выполняется для расплавов и концентрированных растворов полимеров, имеющих весьма высокую вязкость. Из (1.3) имеем

$$(1.5) \quad \sigma s = F = \text{const}, \quad \sigma = kv, \quad k = \sigma_0/v_0$$

Здесь F – постоянное усилие в струе. Подставляя (1.5) в (1.2), найдем

$$\left[\theta(\varepsilon - 1) + \frac{3\eta}{k} \frac{1}{v} \right] \frac{dv}{dz} = 1$$

Интегрируя это уравнение с учетом (1.4), получим

$$(1.6) \quad z - z_0/\theta = (\varepsilon - 1)(v - v_0) + v_0\delta \ln(v/v_0) \\ \delta = 3\eta/\theta\sigma_0$$

Из (1.6) следует, что стационарная вытяжка струи для $\varepsilon < 1$, реализуемая при $dv/dz > 0$ ($dr/dz < 0$), возможна лишь при условии $\delta > 1 - \varepsilon$. При этом скорость весьма быстро (не медленнее, чем экспоненциально) нарастает с ростом z . При $\varepsilon > 1$ стационарное решение уравнения (1.6) существует всегда, однако можно рассмотреть две физически интересные ситуации.

1. $(\varepsilon - 1)/\delta \ll 1$, что всегда имеет место при малых напряжениях в струе. В этом случае на довольно значительном интервале $z > z_0$ первым членом в правой части формулы (1.6) можно пренебречь и скорость в струе будет экспоненциально возрастать с ростом z , что соответствует экспоненциальному убыванию радиуса струи с удалением от свободной поверхности. Отметим, что экспоненциальный рост скорости (экспоненциальное уменьшение радиуса струи) по мере удаления от свободной поверхности противоречит условию применимости усредненных уравнений (1.2), (1.3), которое имеет вид $|dr/dz| \ll 1$.

2. $(\varepsilon - 1)/\delta \gg 1$, что соответствует достаточно большим напряжениям в струе. Здесь всюду при $z > z_0$ можно пренебречь логарифмическим членом в (1.6) и получить весьма медленное уменьшение сечения струи с ростом z ($r(z) \sim z^{-1/2}$). Именно в этом случае можно вытягивать из упругой жидкости струи большой длины. Такого рода явление получило в технологической литературе наименование «прядо-мость».

Заметим еще, что при простом сдвиговом течении модель эволюционна при $\varepsilon = \sqrt{3}$ для всех скоростей сдвига. Этот случай соответствует ньютоновскому поведению рассматриваемой модели при сдвиговом течении. Стационарное однородное течение при простом растяжении в такой модели возможно при скоростях продольной деформации, не превышающих $(\varepsilon\theta)^{-1}$. При дальнейшем увеличении скорости деформации напряжение растет экспоненциально по времени.

В дальнейшем будем принимать $\varepsilon > 1$ ($\varepsilon - 1 \sim 1$), а для расчетов полагать $\varepsilon = \sqrt{3}$.

Рассмотрим теперь течение жидкости в струе в поле силы тяжести. Полагая

$$(1.7) \quad \sigma(z) = \rho g \theta v(z) w(z)$$

можно привести уравнения (1.2), (1.3) с условием (1.4) к виду

$$\theta \left[\frac{3\eta}{\rho g \theta^2 V} + (\varepsilon - 1)w \right] \frac{dv}{dz} = w + 1, \quad \frac{dw}{dz} = \frac{1}{v\theta}$$

$$(1.8) \quad v|_{z=z_0} = v_0, \quad w|_{z=z_0} = w_0 = \sigma_0/\rho g \theta v_0$$

Безразмерная функция $w(z)$ является безразмерным объемом струи, отсчитываемым от свободной поверхности. Действительно, из второго уравнения (1.8) и второго уравнения (1.3) следует:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{1}{v\theta} = \frac{s}{q\theta}, \quad w = \frac{1}{q\theta} \int_0^z s dz$$

Будем рассматривать систему уравнений (1.8) в условиях неравенства

$$(1.9) \quad \frac{3\eta}{\rho g \theta^2 w v (\varepsilon - 1)} \ll 1 \quad \left(\frac{3\eta}{\theta \sigma_0} \ll 1 \right)$$

что соответствует обсуждавшемуся выше случаю наличия явления прыдо-мости. Можно показать, что выполнение противоположного неравенства приводит к экспоненциальному уменьшению радиуса струи.

Интегрируя систему (1.8) с учетом неравенства (1.9), получим

$$(1.10) \quad v = v_0 (w/w_0)^n \exp[(w - w_0)n], \\ \sigma = \rho g \theta v_0 (w/w_0)^n w \exp[(w - w_0)n]$$

$$\frac{z - z_0}{\theta v_0} = \int_{w_0}^w \left(\frac{x}{w_0} \right)^n \exp[(x - w_0)n] dx, \quad n = \frac{1}{\varepsilon - 1}, \quad r = \sqrt{\frac{q}{\pi v}}$$

Существенной особенностью полученного решения является независи-мость продольной скорости деформации при достаточно больших z от внешних условий течения

$$(1.11) \quad dv/dz \approx n/\theta \quad (z \rightarrow \infty)$$

Для определения постоянных σ_0 и v_0 необходимо рассмотреть течение жидкости под свободной поверхностью, а также течение в струе вблизи от свободной поверхности (область основания струи, где отмеченное выше неравенство $|dr/dz| \ll 1$ заведомо не выполнимо).

Теоретическое рассмотрение явлений, происходящих в области основа-ния струи, затруднительно, поэтому воспользуемся простыми геометри-ческими и размерностными соображениями. Предполагая, что движение жидкости в области основания струи обусловлено главным образом упру-гостью жидкости. При достаточно грубом описании для характерного ра-диуса перехода R от свободной поверхности к области струйного течения и радиуса струи $r_0 = r(R)$ (см. фиг. 1, б) будем иметь $R = R(q, \theta)$ и $r_0 = r_0(q, \theta)$, где q — расход жидкости в струе, θ — время релаксации. Тогда из размерностных соображений следует:

$$(1.12) \quad R = \alpha (q\theta)^{1/2}, \quad r_0 = \beta (q\theta)^{1/2}$$

Здесь α и β — безразмерные константы. Отметим, что область $z > R$ по физическому смыслу построения фиг. 1, б соответствует области применимости «усредненной» теории, описываемой уравнениями (1.2), (1.3). Очевидно, для маловязкой жидкости с достаточно большим временем ре-лаксации, находящейся в поле сил тяжести, при $z > R$ неравенство (1.9) выполняется и ошибка от отбрасывания соответствующего члена в уравне-нии (1.8) для σ и v будет невелика. Оценка этого члена производится в п. 3.

Определив R и r_0 из (1.12), легко найти параметр v_0

$$(1.13) \quad v_0 = q/\pi r_0^2 = (q\theta)^{1/2}/\pi \beta^2 \theta$$

Для определения параметра σ_0 , фигурирующего в формулах (1.10), рассмотрим течение жидкости под свободной поверхностью. В полупрот-странстве $z < 0$ с вырезанной полусферой радиуса $R_* = R + r_0$ (см. фиг. 1, б) течение жидкости, за исключением малых областей вблизи у свободной поверхности, можно считать радиальным. Так как движение в этой обла-сти весьма медленное, то упругостью и инерцией можно пренебречь.

В этом случае поле скорости и вязких напряжений в сферической системе координат имеет вид

$$(1.14) \quad v_r \approx -\frac{q}{2\pi r^2}, \quad p_{rr} = \frac{2\eta q}{\pi r^3}, \quad p_{\varphi\varphi} = p_{\theta\theta} = \eta \frac{q}{\pi r^3}$$

При этом давление в жидкости является статическим и полностью определяется силой тяжести. Вычисляя вклад вязких напряжений (1.8), которые распределены по поверхности полусферы радиуса R_* , в осевую силу, действующую в направлении оси z , найдем

$$F = -2\eta q/R_*$$

Заметим, что погрешности, связанные с определением p_{rr} по формуле (1.14) вблизи у свободной поверхности, не сказываются на вычислении осевой силы F . Баланс сил, действующих в направлении оси z на объем жидкости, показанный заштрихованной областью на фиг. 1, б, имеет вид

$$(1.15) \quad \pi r_0^2 \sigma(R) = \frac{2\eta q}{R+r_0} + \rho g \pi R^3 \left[\frac{2}{3} - \left(1 + \frac{r_0}{R}\right) \left(\frac{\pi}{2} - 1 - \frac{r_0}{R}\right) \right]$$

Второй член правой части (1.15) соответствует весу столба жидкости над свободной поверхностью при $0 \leq z \leq R$ (см. фиг. 1, б). Из (1.5) с учетом (1.12) получим формулу для величины $\sigma_0 = \sigma(R)$

$$(1.16) \quad \sigma_0 = \eta \theta^{-1} a + \rho g (\theta q)^{1/2} b, \quad \gamma = \alpha/\beta$$

$$a = \frac{2\gamma^3}{\pi(1+\gamma)\alpha^3}, \quad b = \alpha\gamma^2 \left[\frac{2}{3} - \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \left(\frac{\pi}{2} - 1 - \frac{1}{\gamma}\right) \right]$$

В рассматриваемом случае второй член в правой части выражения для σ_0 много больше первого (см. п. 3), поэтому первым членом здесь можно пренебречь. Тогда из (1.8) и (1.13) получим

$$w_0 = \pi \alpha^3 \left[\frac{2}{3} - (1 + 1/\gamma) (\pi/2 - 1 - 1/\gamma) \right]$$

Рассмотрим теперь некоторый приближенный метод определения констант α и β в (1.16), основанный на геометрических соображениях. Предполагаем, что на участке $0 \leq z \leq R$ имеет место линейное распределение средней по сечению продольной скорости

$$(1.17) \quad v_z \approx \kappa z + v_* \quad (0 \leq z \leq R)$$

Тогда $r_-(z)$ определяется на этом участке выражением

$$(1.18) \quad r_-(z) = \sqrt{q/\pi(\kappa z + v_*)}$$

Как формула (1.18), так и кривая $r(z)$ из фиг. 1, б достаточно грубо описывают изменение действительного профиля на участке основания струи. Потребуем их совпадения в среднем (осреднение производится по объему). Положив в (1.17) и (1.18)

$$v_* = \frac{q}{\pi(R+r_0)^2}, \quad \kappa = \frac{q(R+2r_0)}{\pi(R+r_0)^2 r_0^2}$$

при таком осреднении получим для параметра $\gamma = \alpha/\beta$ уравнение

$$2 \frac{(\gamma+1)^2}{\gamma+2} \ln(\gamma+1) = \gamma(\gamma+1)^2 + \frac{2}{3} \gamma^3 - \frac{\pi}{2} (1+\gamma) \gamma^2$$

Единственный положительный корень этого уравнения $\gamma \approx 2.6$. Если проводить осреднение по площадям меридиональных сечений, то результат будет аналогичным.

Для определения константы α из (1.12), сошьем гладко выражения для скорости (профиля струи) (1.17) и (1.10) в точке $z_0=R$. Совпадение скоростей в этой точке обеспечено выбором параметров v_* и κ . Условие гладкого сшивания $v'_-(R)=v'_+(R)$, где $v_+(z)$ дается в (1.10), приводит к уравнению

$$\alpha = \left[\frac{\gamma^3(\gamma+2)(\varepsilon-1)}{\pi(\gamma+1)^2} - \frac{1}{\pi\psi(\gamma)} \right]^{1/2}$$

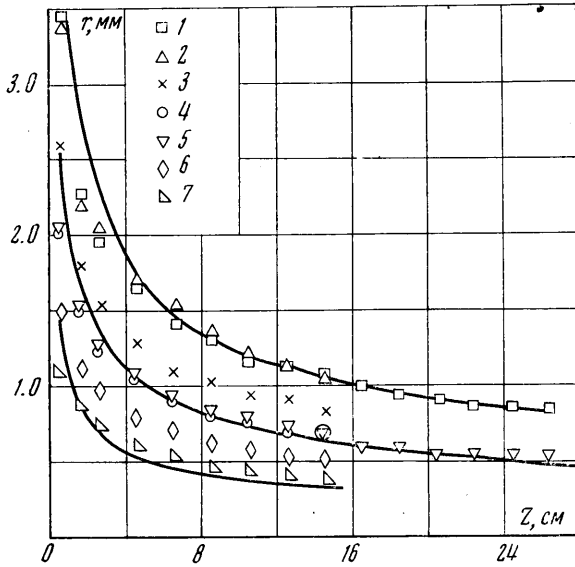
$$\psi(\gamma) = \frac{2}{3} - (1+1/\gamma)(\pi/2 - 1 - 1/\gamma)$$

При $\varepsilon=\sqrt{3}$ и $\gamma=2.6$ величина $\alpha \approx 0.88$, $\beta \approx 0.338$.

2. Принципиальная схема установки, представленная на фиг. 1, а, была обсуждена выше. Отметим, что резервуаром служил прозрачный куб со стороной 20 см, диаметр вращающегося барабана 58 мм. Для придания струе жидкости устойчивого положения на барабане последний изготавливался с небольшой конусностью в середине. Желоб из оргстекла имел форму барабана и прижимался к нему пружиной. Угловая скорость барабана ω могла непрерывно меняться в диапазоне от 0.1 до 170 сек⁻¹.

В опыте, где замерялась вертикальная, вытягивающая струю сила F , струя, прежде чем попасть на барабан, пропусклась через крючок, сделанный из проволоки диаметром 1.0 мм, который был установлен так, что ось струи, идущей из резервуара, составляла прямой угол с осью струи, идущей на барабан. Крючок жестко соединялся с чувствительным элементом емкостного датчика, сигнал от которого регистрировался с помощью электронно-лучевого осциллографа. Вертикальное усилие измерялось с точностью не ниже 0.01 г. При определении усилия F учитывался также вклад от веса горизонтального участка струи, длина которого 5 см.

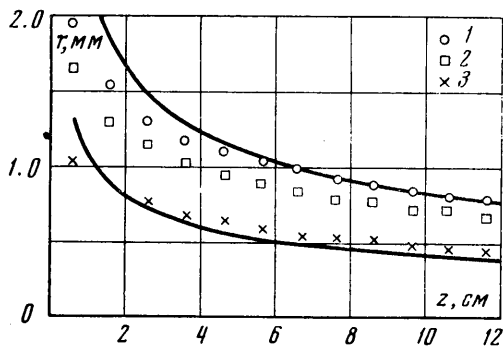
Испытывались жидкости: упруговязкие — 0.3 и 0.5%-ные (по весу) водные растворы полиоксиэтилена (Polyox WSR-301) с начальной вязкостью для 0.5%-ного раствора 1.3 пз при 21° С; ньютоновская — мед с вязкостью 400 пз при 21° С. Вязкость измерялась по стандартной методике на реонометре Вейсенберга. Растворы готовились в кипящей воде по методу, рекомендованному в [15]. Основная часть опытов проводилась при комнатной температуре 21±1° С. В опытах, где температура отличалась от указанной, термостатировался только резервуар. Измерялся расход q и длина l от свободной поверхности до точки соприкосновения струи с барабаном. Профиль струи фотографировался в масштабе 1:1, что давало возможность измерять радиус струи r на различной высоте от свободной поверхности z с точностью до 0.05 мм. Разброс данных по расходу, по вытягивающей силе F и радиусу струи был не более 5%.



Фиг. 2

Эксперимент с растворами полиоксиэтилена проводился через 3–4 дня после их приготовления. Растворы могли отличаться свойствами в зависимости от приготовления и деградировать при световом и механическом воздействии. Поэтому неизменность свойств растворов после серии опытов контролировалась повторением первого опыта.

На фиг. 2 и 3 представлены профили струй — зависимость радиуса струи r от текущей координаты z — для стационарного течения упруговязких растворов при $T=21^\circ\text{C}$. Здесь и далее сплошными линиями показаны обсуждаемые ниже теоретические кривые.



Фиг. 3

На фиг. 2 показаны профили ряда струй 0.5%-ного раствора. Точкам 2, 3, 4, 6, 7 соответствуют расходы q , равные 1.14, 0.58, 0.36, 0.17, 0.09 $\text{см}^3/\text{сек}$, и длина $l=16\text{ см}$; для точек 1, 5 $q=1.1$ и $0.36\text{ см}^3/\text{сек}$ и $l=27.5\text{ см}$. Было обнаружено, что при фиксированном расходе струи с уменьшением ее длины l профиль струи не менялся (см. точки 1, 2 и 4, 5). Этот факт проверялся и при других сочетаниях длин струй.

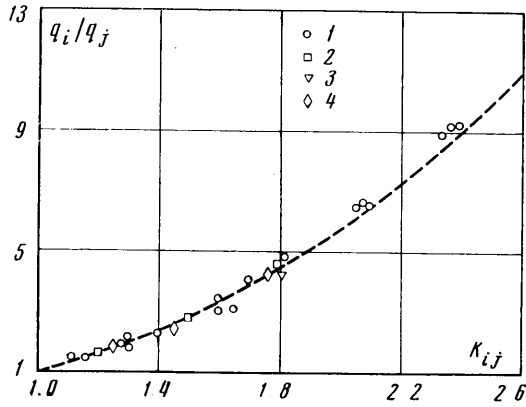
Отношение радиусов $k_{ij}=r(z, q_i)/r(z, q_j)$ для любых двух расходов q_i и q_j оставалось постоянным для $z>0.5\text{ см}$. Профили струй, обозначенные на фигуре точками, получаются из профиля 1 делением на соответствующие постоянные множители 1.3, 1.6, 2.1, 2.7. При $q<0.09\text{ см}^3/\text{сек}$ ($l=16.0\text{ см}$) стационарное течение не наблюдалось. При этом наброшенная на барабан струя утоньшалась, образуя перед обрывом нитку из сухого полиоксиэтилена. При $q>1.3\text{ см}^3/\text{сек}$ у свободной поверхности образовывалось характерное «ребро», через которое происходил основной приток жидкости. Струя теряла осесимметрическую форму и вертикальное положение. Замена вышеуказанного резервуара на цилиндрический с диаметром 30 см не влияла на образование ребра. Сток жидкости с барабана в резервуар также не имел значения. При дальнейшем увеличении скорости барабана наблюдались видимые колебания расхода по времени, сопровождаемые колебаниями диаметра струи. Отметим, что для высоковязкой упругой жидкости (4%-ный раствор полиметилметакрилата в дибутилфтолате) при увеличении расхода у свободной поверхности образовывалось уже несколько ребер и при этом струя не теряла вертикального положения.

На фиг. 3 представлены профили для 0.3%-ного раствора. Точкам 1, 2, 3 соответствуют $q=0.74, 0.45, 0.16$. Длина всех профилей составляла 13.5 см. Значения k_{ij} для 0.3%-ного раствора, как и выше, не зависели от z . При фиксированном $r(l)$ с уменьшением концентрации расход увеличивался и слегка менялся при малых z характер профиля.

Для 0.5%-ного раствора при $T=33$ и 47°C фотографировалась струя с $l=21\text{ см}$ от точки касания барабаном до $z=5\text{ см}$. Характер профилей на этом участке не отличался от приведенных на фиг. 2. При одинаковых расходах отношение диаметров при $T=33-47^\circ\text{C}$ к диаметру при $T=21^\circ\text{C}$ составляло 1.1 и 1.4.

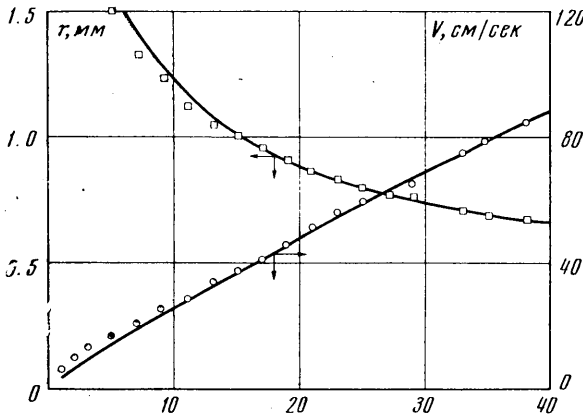
На фиг. 4 представлена обобщенная зависимость относительного расхода от относительного диаметра для исследуемых концентраций и температур. По оси ординат откладывались относительные расходы — всевоз-

возможные отношения q_i/q_j ($q_i > q_j$) для каждой серии опытов, проведенных при фиксированных температуре и концентрации; по оси абсцисс — соответствующие относительные диаметры k_{ij} , определение которых дано ранее. Для построения этой кривой кроме данных, представленных на фиг. 2 и 3, использовался ряд новых данных. Точки 1, 2, 3 и 4 на фиг. 4 получены соответственно для 0.5%-ного раствора при $T=21, 33$ и 47°C и для 0.3%-ного раствора при $T=21^\circ\text{C}$. Пунктирной линией показана зависимость $q_i/q_j = k_{ij}^{2.5}$. На основании обобщенной кривой можно по одному экспериментально определенному профилю струи, полученному при данном расходе и фиксированных температуре и концентрации раствора, построить профили струй при различных расходах (с той же концентрацией и температурой).



Фиг. 4

На фиг. 5 точками приведена зависимость продольной скорости $v = q/\pi r^2$ (предполагается, что профиль скорости близок к прямоугольному) от текущей координаты z для 0.5%-ного раствора при $T=21^\circ\text{C}$. Длина струи $l=43$ см, расход $q=1.17$ см³/сек. Соответствующий профиль приводится на этой же фигуре. Скорость в пределах ошибки измерения для $z > 3$ см линейна по z . Интересно отметить, что зависимость скорости от расхода (в возможном интервале стационарного течения и симметричности струи) была крайне слабая ($v \sim q^{0.2}$ см. фиг. 4).



Фиг. 5

Скорость струи v вблизи места колебания с барабаном в вышеприведенных опытах была меньше скорости барабана в 1.5–3 раза, т. е. имело место эффективное проскальзывание струи относительно барабана.

Экспериментально определенные для 0.5%-ного раствора при $T=21^\circ\text{C}$ и обсуждаемые ниже теоретические значения напряжения σ и радиуса r в зависимости от текущей координаты z даны в табл. 1. Длина струи от свободной поверхности до крючка датчика 17 см, расход $q=0.38$ см³/сек.

Замеряемое вертикальное усилие $F=0.99$ г. Искажение профиля от влияния крючка существенно на расстоянии, меньшем 1 см от последнего, что проверялось сравнением профилей струй с одинаковыми расходами при намотке непосредственно на барабан и через крючок.

Таблица 1

z, см	σ , г/см ²		r, мм	
	эксперимент	теория	эксперимент	теория
1	4.0	3.0	1.80	2.20
2	8.5	6.5	1.40	1.65
3	11	11	1.30	1.40
4	14	14.5	1.20	1.25
6	20	24	1.10	1.00
8	29	32	0.95	0.90
10	36	43	0.90	0.85
12	45	53	0.80	0.75
14	55.5	62.5	0.75	0.70
16	65.5	72.5	0.70	0.65

Отметим, что для 0.5%-ных растворов, опытные данные для которых представлены на фиг. 2, 5 и в табл. 1, при одном и том же расходе профили струй слегка отличались друг от друга.

В области, находящейся ниже свободной поверхности, визуально наблюдалось радиальное течение раствора.

В заключение отметим, что для меда в вышеуказанных условиях опытов стационарного течения не обнаружено (происходил обрыв струи).

3. Перейдем к обсуждению полученных результатов. Времена релаксации θ (см. табл. 2) определялись наложением при достаточно больших z теоретических профилей (см. формулы (1.10)) на экспериментальные, представленные на фиг. 2 и 3. Характерные размеры основания струи R и $\gamma=R/r_0$, определенные экспериментально, а также значения α , вычисленные из (1.12) по соответствующим θ , приведены в табл. 2.

Таблица 2

	Фиг. 2 0.5%, $\theta = 1.1$ сек						Фиг. 3 0.3%, $\theta = 0.7$ сек		
	q , см ³ /сек	1.14	0.58	0.49	0.36	0.17	0.09	0.16	0.45
R , см	0.8	0.63	0.54	0.5	0.42	0.31	0.31	—	0.54
γ	2.7	2.65	2.6	2.5	2.6	2.5	2.6	—	2.7
α	0.73	0.73	0.68	0.68	0.74	0.67	0.66	—	0.67

Сплошными линиями на фиг. 2, 3, 5 даны теоретические кривые. На фиг. 2 представлены теоретические профили для $q=1.1, 0.36, 0.09$, на фиг. 3 — для $q=0.74$ и 0.16 см³/сек. Значения θ , определенные на фиг. 5 и табл. 1, соответственно равны 1 и 1.4 сек.

Учитывая, что $\eta \sim 1$ пз, а $\theta \sim 1$ сек, в выражении (1.16) для σ_0 первым членом можно пренебречь ($a \approx 14.4, b \approx 3.4$), т. е. в данном случае напряжение в поперечном сечении σ обусловлено весом столба жидкости над свободной поверхностью.

Из полученных данных (см. табл. 1) следует, что максимальный вклад поверхностного натяжения (коэффициент поверхностного натяжения для рассматриваемых систем $\approx 60-70$ дн/см) в среднее напряжение реализуется в области $z \sim R$ и составляет не более 20% вычисленного напряже-

ния. По-видимому, с этим связаны большие отклонения экспериментальных и теоретических профилей (скоростей) при малых z . При $z \gg R$ вклад поверхностного натяжения пренебрежимо мал.

Неравенство $\max v \ll g\theta$, свидетельствующее о применимости безнерционного описания, удовлетворяется для всей совокупности экспериментальных данных (см., например, фиг. 5).

Ньютоновская вязкость η , время релаксации θ , время ретардации θ_1 определялись экспериментально для 0.5%-ного водного раствора полиоксэтилена по стандартной методике из колебательных сдвиговых опытов в диапазоне частот 0.05—0.5 $гц$ на реогониометре Вейссенберга. Из сравнения экспериментально определенных зависимостей действительной и мнимой частей комплексного динамического модуля с формулами, следующими из трехконстантной линейной модели (при $\theta_1=0$ эта модель получается из (1.1) при малых деформациях) были получены следующие значения: $\eta \approx 1.4$ $пз$, $\theta \approx 1$ $сек$, $\theta_1 \approx 0.25$ $сек$.

Полученные экспериментальные и теоретические результаты показывают, что явление прядомости для упруговязкой жидкости обусловлено ее большой упругостью (сочетание малой вязкости и большого времени релаксации), проявляющейся в потере свойств текучести полимерной системой при достаточно больших обратимых деформациях. Конкретный механизм потери текучести может быть связан с наличием релаксационного перехода вязкотекучей полимерной системы в высокоэластическое состояние.

Поступила 6 VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Каргин В. А., Соголова Т. И. Разработка метода изучения истинного процесса течения в полимерах. Ж. физ. химии, 1949, т. 23, вып. 5.
2. Слонимский Г. Л., Мусаелян И. Н. Исследование текучести полиизобутилена. Высокомолекул. соед., 1964, т. 6, № 6.
3. Ballman R. L. Extensional flow of polystyrene melt. Rheol. Acta, 1965, vol. 4, No. 2.
4. Фихман В. Д., Радужкевич Б. В., Виноградов Г. В. Реологические свойства полимеров при растяжении с постоянной скоростью деформации и с постоянной скоростью растяжения. В кн. «Успехи реологии полимеров». М., «Химия», 1970.
5. Радужкевич Б. В., Фихман В. Д., Виноградов Г. В. Вязкостные и релаксационные свойства полимеров в процессе растяжения. В кн. «Успехи реологии полимеров». М., «Химия», 1970.
6. Cogswell F. N. Tensile deformations in molten polymers. Rheol. Acta, 1969, vol. 8, No. 2.
7. Vinogradov G. V., Leonov A. I., Prokunin A. N. On uniaxial extension of an elastoviscous cylinder. Rheol. Acta, 1969, vol. 8, No. 4.
8. Metzner A. B., Metzner A. P. Stress levels in rapid extensional flows of polymeric fluids. Rheol. Acta, 1970, Bd 9, N. 2.
9. Coldin M., Yerushalmi J., Pfeffer R., Shinnar R. Break-up of a laminar capillary jet of a visco-elastic fluid. J. Fluid Mech., 1969, vol. 38, pt 4.
10. Rubin H., Wharshavsky M. A note on the break-up of viscoelastic liquid jets. Israil. J. Technol., 1970, vol. 8, No. 4.
11. Lenczyk J. P., Kiser K. M. Stability of vertical jets of non-newtonian fluids. A. I. Ch. E. Journal, 1971, vol. 17, No. 4.
12. James D. F. Open channel siphon with viscoelastic fluids. Nature, 1966, vol. 212, No. 5063.
13. Astarita G., Nicodemo L. Extensional flow behaviour of polymer solutions. Chem. Engng J., 1970, vol. 1, No. 1.
14. Williams M. C., Bird R. B. Three-constant Oldroyd model for viscoelastic fluids. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 9.
15. Polyox water soluble resins. Union carbide chemicals and plastics division. N. Y., 1968.