

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ И УПРУГОВЯЗКОЙ ПОЛИМЕРНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В КАНАЛАХ

Е. Д. ПАСХИН

(Москва)

При достаточно больших числах Рейнольдса течение вязкой жидкости на начальном участке канала отличается от развитого Пуазейлева течения [1]. Область начального участка, в которой упомянутое отличие существенно, называют входным участком. Для ламинарного режима течения при больших числах Рейнольдса ($Re \gtrsim 60$) длина входного участка хорошо описывается формулой $l_0 = 0.16a Re$ [1], где a — радиус трубы. При умеренных Re расчет величины l_0 приводится в [2], причем для $Re \ll 1$ согласно этой работе или размерностным соображениям $l_0 \sim a$. Прямые эксперименты для проверки результатов [2] в литературе не приводились.

В литературе наибольшее внимание к движению упруговязких жидкостей на входном участке уделяется разбавленным растворам (в основном водорастворимым полимерам, снижающим турбулентное сопротивление), а также концентрированным растворам и расплавам полимеров. Последние имеют много общего в своем реологическом поведении. Очевидно, что движение упруговязких жидкостей на входном участке канала определяется соотношением сил инерции, вязкости и упругости. Для этих жидкостей в большинстве случаев число Рейнольдса неполностью характеризует режим течения, но в настоящее время оно чаще всего приводится в литературе. Поэтому для корректного сопоставления экспериментальных данных кроме числа Рейнольдса следует учитывать, что разбавленные растворы полимеров слабо или умеренно упруги, а концентрированные, как правило, весьма упруги в режимах, представляющих практический и научный интерес. Отметим, что наиболее полную картину течения в концевых участках канала дают прямые измерения поля скорости.

В слабых растворах при больших числах Рейнольдса ($Re \sim 10^3$) проводились опыты с 0.004%-ными растворами полиакриламида (ПАА) в воде [3]. Течение осуществлялось в щелевых каналах. При сопоставлении развития профилей скорости для воды и разбавленного раствора на длине $\approx 1/15 l_0$ вязкой жидкости делается вывод о том, что длина входного участка у слабого раствора больше, чем у ньютоновской жидкости. Заметим, что для изучения «чисто» упруговязких эффектов режимы с большими Re несут мало информации, так как в этих условиях наиболее существенную роль играют инерционные эффекты.

При умеренных числах Рейнольдса ($63 > Re > 5$) прямое измерение распределения скорости на участке l_0 канала круглого поперечного сечения, проводился в [4] для 0.01%-ного раствора ПАА в воде. Показано, что развитие профиля скорости в растворе происходит намного быстрее, чем в воде.

Для концентрированных растворов и расплавов полимеров в основном представляют интерес режимы с $Re \ll 1$, так как уже при этих числах Рейнольдса наблюдается так называемое неустойчивое течение («melt fracture», «эластическая турбулентность») [5]. Очевидно, число Рейнольдса в этих режимах не является определяющим параметром. На основании косвенных измерений известно, что для этого класса упруговязких жидкостей длина входного участка l_0 может быть значительной, достигая в ряде случаев для весьма упругих жидкостей размеров порядка десятков диаметров. Длины входных участков оцениваются косвенным путем: используя метод двух капилляров [6], по «разбуханию» струи, вытекающей из канала [7], по измерению распределения давления по длине капилляра на его стенке [8], а иногда по результатам поляризации-оптических исследований [9]. Прямые измерения скорости на входном участке канала в режимах устойчивого течения для этой группы жидкостей не проводились.

Движение жидкости в области выхода из канала практически не изучено как для вязкой, так и для упруговязкой жидкостей.

В настоящей работе методом лазерной анемометрии исследованы стационарные течения вязкой и упруговязкой полимерных жидкостей в каналах квадратного

поперечного сечения при числах Рейнольдса $Re \ll 1$. Измерены распределения продольной скорости по оси и в различных сечениях перед входом в канал, в концевых участках и в области установившегося течения. Визуально наблюдалось движение жидкости в предвходовой области. Также определены реологические характеристики жидкостей.

В качестве упруговязкой жидкости использовался 40%-ный раствор бутилкаучука (молекулярный вес $\sim 3 \cdot 10^4$) в трансформаторном масле с наибольшей ньютоновской вязкостью $\eta_0 = 1.7 \cdot 10^4$ пз. В качестве вязкой — дивинилнитрильный каучук, в исследованном диапазоне скоростей сдвига близкий по свойствам к ньютоновской жидкости. Молекулярный вес каучука $\sim 10^4$, вязкость $\eta = 3 \cdot 10^3$ пз. Все опыты проводились при температуре $22 \pm 5^\circ \text{C}$.

1. Экспериментальная установка, реологические свойства жидкостей и методики эксперимента. Экспериментальная установка представляла собой капиллярный вискозиметр, снабженный лазерным анемометром.

Испытуемая жидкость из напорной емкости под давлением, создаваемым сжатым газом и контролируемым образцовыми манометрами, проходила через резервуар большого внутреннего диаметра (25 мм) и поступала в сменный насадок. Перед входом в насадок давление измерялось сменными датчиками ДДИ-20 прибора ИВП-2 с точностью не ниже 1%. Объемный расход определялся весовым методом с точностью $\pm 3\%$.

В качестве сменных насадков применялись два капилляра диаметром 2.05 ± 0.05 мм с длинами 73.9 и 99.7 мм, а также четыре насадка с каналами квадратного поперечного сечения, стенки последних были выполнены из кварцевого стекла. Геометрические характеристики каналов 1-4 приведены ниже.

Номер канала	1	2	3	4
$a, \text{мм}$	1.00	1.01	0.505	0.505
L	30.3	40.7	64.6	81.5

Здесь $a = 2s/g$ и $L = l/a$ — гидравлический радиус и безразмерная длина соответственно (s — площадь, g — смоченный периметр поперечного сечения, l — длина канала).

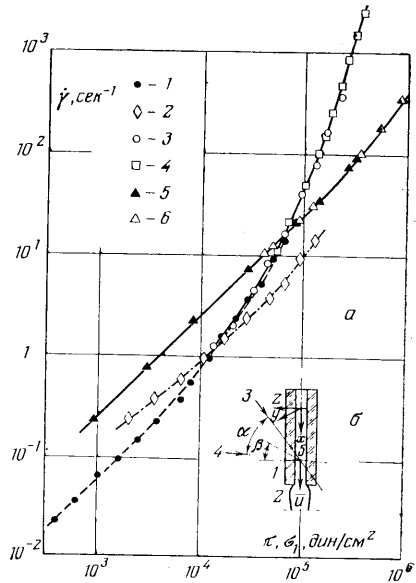
Тщательное изготовление и последующий отбор позволили получить каналы, в которых расстояния между противоположными стенками на входе и выходе отличались менее чем на 1%, гидравлический радиус a по длине канала мог изменяться также не более чем на 1%.

Реологические свойства исследованных жидкостей (фиг. 1, а) определялись на капиллярной установке и реогониометре Вейссенберга R-18.

Для раствора бутилкаучука зависимости касательного напряжения τ и первой разности нормальных напряжений σ_1 от скорости сдвига $\dot{\gamma}$ показаны точками 1 и 2 соответственно. Эти результаты заимствованы из [10] и были получены на измерительном узле типа конус-плоскость. Точками 3 отмечена кривая течения $\dot{\gamma}_w(\tau_w)$, определенная по известной методике двух капилляров с введением поправки на «неньтоновские» эффекты [11] (здесь $\dot{\gamma}_w$ и τ_w — скорость сдвига и напряжение сдвига на стенке капилляра).

Аналогичная методика использовалась и при обработке экспериментальных данных, полученных на каналах квадратного сечения, причем в соответствии с [12] эффективная скорость сдвига $\dot{\gamma}_* = q/sa$, где q — объемный расход. Зависимости $\dot{\gamma}^0 = (3+n)\dot{\gamma}_*$ от $\tau^0 = \Delta p a / 2\Delta l$ для каналов 1-2, 3-4 показаны точками 4. Здесь величины $\dot{\gamma}^0$ и τ^0 , определенные по гидравлическому радиусу, соответствуют $\dot{\gamma}_w$ и τ_w для круглых капилляров, $n = d \ln \dot{\gamma}_* / (d \ln \tau^0)$, Δp — перепад давления на длине Δl .

Из фиг. 1, а видно, что зависимости $\dot{\gamma}_w(\tau_w)$ и $\dot{\gamma}^0(\tau^0)$ удовлетворительно совпадают. Кривые течения, определенные на ротационном (точки 1) и капиллярном (точки 3 и 4) вискозиметрах в области перекрытия $\dot{\gamma} = 1 \div 15 \text{ сек}^{-1}$, при фиксирован-



Фиг. 1

ном τ отличаются по скорости сдвига $\dot{\gamma}$ не более чем на 8%, т. е. в пределах ошибки измерения на указанных приборах.

Кривые течения дивинилнитрильного каучука также измеряли на ротационном (точки 5) и капиллярном (точки 6) приборах. В последнем случае использовали каналы 1 и 2 и определяли зависимости $\dot{\gamma}^{\circ} = 4\dot{\gamma}^*$ от $\tau^{\circ} = pa/2l$, где p — перепад давления на длине канала l . Наблюдается хорошее совпадение зависимостей $\dot{\gamma}^{\circ}(\tau^{\circ})$ для каналов 1 и 2 и кривой течения $\tau(\dot{\gamma})$. Вязкость жидкости постоянна до скорости сдвига $\dot{\gamma} \approx 50 \text{ сек}^{-1}$, а при больших величинах $\dot{\gamma}$ слегка падает. Предельная чувствительность ротационного прибора при измерении первой разности нормальных напряжений σ_1 была $2 \cdot 10^3 \text{ дин/см}^2$. Даже при максимальной для ротационного прибора скорости сдвига $\dot{\gamma} = 9 \cdot 10^{-1} \text{ сек}^{-1}$ величину σ_1 для дивинилнитрильного каучука измерить не удалось, т. е. отношение $\sigma_1/\tau < 5 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, в исследованных диапазонах скоростей сдвига дивинилнитрильный каучук близок по свойствам к вязкой жидкости, а раствор бутилкаучука является типичным представителем упруговязких жидкостей.

Измерения поля скорости в насадках с каналами 1—4 проводились лазерным анемометром. Течение жидкости перед входом в канал с поперечным сечением $h \times h$ ($h \approx 2a$) осуществлялось в прямоугольной щели со сторонами $h \times B$ ($B = 22 \text{ мм}$) и длиной 11 мм. Щель, выполненная совместно с каналом, позволяла проводить визуальные наблюдения и измерения распределения скорости в предвходовой области.

На фиг. 1, 6 приведена дифференциальная схема лазерного анемометра [13]. Здесь x — продольная координата, проходящая через ось канала 1 и отсчитываемая от его входа, y и z — поперечные координаты, причем ось y параллельна большей стороне B предвходовой щели. Измерения проводились в плоскости xy , т. е. в плоскости симметрии канала.

Монохроматические зондирующие лучи 3 и 4, лежащие в плоскости xz , от неподвижной оптической части установки фокусировались в исследуемую точку потока 5. Свет, рассеянный на естественных оптических неоднородностях движущейся жидкости 2, из объема образованного пересечением лучей, собирался объективом и направлялся через диафрагму диаметром 40 мкм на катод фотоэлектронного умножителя ФЭУ-38. Переменная составляющая фототока ФЭУ содержит частоту Δf , пропорциональную скорости потока. Из геометрических соображений можно показать, что в использованной схеме измерений продольная составляющая скорости потока $u = 1/2 \lambda \Delta f / (\sin \alpha / 2 \cos \beta)$. Здесь $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$ — длина волны, α — угол между лучами 3 и 4, β — угол между биссектрисой угла α и осью z . Измерения скорости u перед входом в канал и во входной области проводились при $\alpha = 60^\circ$, $\beta = 0$, а в области выхода $\alpha = 60^\circ$, $\beta = 34^\circ$. Все углы определены в воздухе.

Сигнал ФЭУ направлялся на блок DISA 55L20, который осуществлял автоматическое слежение за изменением Δf во времени и преобразовывал Δf в напряжение и ток, пропорциональные скорости u . Исследовались стационарные режимы течения, о чем можно было судить по записи скорости u во времени на шлейфовом осциллографе Н-105 и самописце G1B1.

Измерение распределения скорости u по оси и сечению канала осуществлялось путем его перемещения в плоскости xy при неподвижной оптической системе.

Экспериментальные точки на приводимых ниже графиках являются средними величинами, полученными не менее чем в трех замерах. Ошибка в определении скорости u , судя по разбросу, на входном участке не превышала на оси канала 0.3 и 2% на расстоянии $\approx 40 \text{ мкм}$ от стенки, а на участке выхода 0.5 и 3% соответственно.

Использование каналов квадратного сечения было связано с тем, что в круглых капиллярных трубах возникают трудности определения координат измерительного объема, обусловленные преломлением лучей на цилиндрических поверхностях капилляров. Кроме того, при достаточно большой длине капилляра внешняя и внутренняя цилиндрические поверхности, как правило, несоосны и непрямолинейны. Эти обстоятельства усложняют опыты и снижают точность измерения распределения скорости u . Применение каналов с плоскими стенками и принятая здесь схема перемещений измерительного объема устраняют отмеченные трудности.

2. Течение вязкой жидкости в канале. Зависимости безразмерной продольной скорости на оси канала $U_0 = u_0/u_0^+$ от безразмерной продольной координаты $X = x/a$, отсчитываемой от его входа, представлены на фиг. 2. Здесь u_0 и u_0^+ — продольные осевые скорости в концевых участках и в области развитого течения соответственно.

Измерение скорости u на входном участке проведено на канале 2. Точки 1—4 соответствуют режимам течения с эффективной скоростью сдвига $\dot{\gamma}^* = q/sa = 3.5, 8.6, 28, 52 \text{ сек}^{-1}$ ($u_0^+ = 0.63, 1.73, 5.2, 10.1 \text{ см/сек}$ соответ-

ственно). В безразмерных координатах $U_0(X)$ зависимости практически совпадают независимо от величины $\dot{\gamma}_*$. В области, предшествующей входу в канал ($0 > X > -1$), скорость U_0 линейно возрастает при увеличении X . Здесь продольный градиент осевой скорости $du_0/dx = 0.75 \dot{\gamma}_*$. Во входном сечении канала ($X=0$) величина $U_0 \approx 0.9$, т. е. профиль скорости здесь в значительной степени сформировался. В канале U_0 монотонно стремится к установившемуся значению.

Если за безразмерную длину входного участка $L_0 = l_0/a$, следуя [1], принимать расстояние от входа в канал, для которого U_0 будет отличаться от единицы на 1%, то $L_0 = 0.55$. Число Рейнольдса в исследованных режимах изменялось от $9 \cdot 10^{-6}$ до $1.8 \cdot 10^{-4}$. Из размерностных соображений при $Re \ll 1$ для вязкой жидкости величина $L_0 \sim 1$ и не зависит от свойств жидкости. Отметим, что в режимах 3 и 4 реализуются скорости сдвига, для которых наблюдается слабая аномалия вязкости (см. п. 1), тем не менее это обстоятельство не сказывается на зависимостях $U_0(X)$.

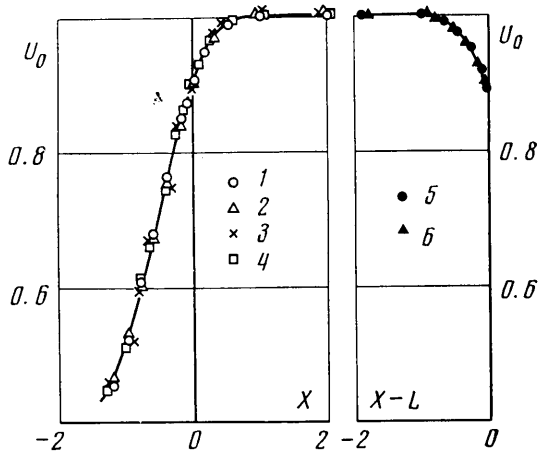
На фиг. 2 точками 5 и 6 показано изменение скорости U_0 на участке выхода из канала, здесь $X-L$ — безразмерное расстояние от выхода. Измерения проводились в канале 1 при $L \gg X > L-12$, точки 5 и 6 соответствуют режимам с $\dot{\gamma}_* = 2.9$ и 9.1 сек^{-1} ($u_0^+ = 0.54$ и 1.65 см/сек). Так же как и на входе в канал, зависимости практически совпадают между собой. Длина участка выхода $(L-X)_0$, определенная по аналогии с входным участком, приблизительно равна 0.7. В выходном сечении ($X=L$) величина $U_0 \approx 0.88$. Для развитого течения безразмерная среднерасходная скорость $U_* = u_*/u_0^+$, определенная экспериментально, $0.53 \div 0.55$ (расчет дает $U_* = 0.537$).

Таким образом, в канале $L_0 \approx (L-X)_0$, а характер формирования профиля скорости u на входном участке и обратный процесс перестройки профиля на участке выхода, судя по зависимостям $U_0(X)$, близки.

3. Движение упруговязкой жидкости в концевых участках канала. Исследования проводились в диапазоне эффективных скоростей сдвига $\dot{\gamma}_*$ от 2 до 10^3 сек^{-1} .

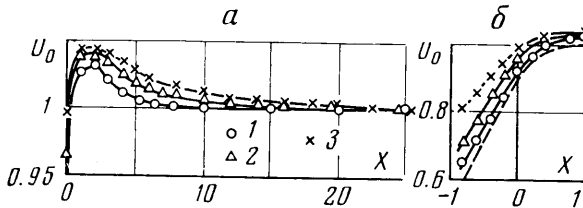
Для многих упруговязких жидкостей при достижении критического расхода перед входом в канал формируются вторичные течения в виде вихревых зон, образующих так называемый «заходный конус», существенно изменяющий поле скоростей в предвходовой области [14]. Иногда течение такого типа называют «входной струей». Появление вихревых зон определялось визуально, в этом случае в жидкость вводились частицы алюминиевой пудры. Наблюдения, проведенные в каналах 2 и 4 с различными гидравлическими радиусами, показали, что $\dot{\gamma}_{*1} \approx 30 \text{ сек}^{-1}$ соответствует наступлению режимов с входной струей, а при $\dot{\gamma}_{*2} \approx 6 \cdot 10^2 \text{ сек}^{-1}$ (использовался канал 4) входная струя становилась нестационарной, ее поперечные колебания сопровождалась периодическим истечением жидкости из вихревых зон в канал.

Измерения скорости U_0 вдоль оси X канала 2 ($a = 1.01 \text{ мм}$) проводи-

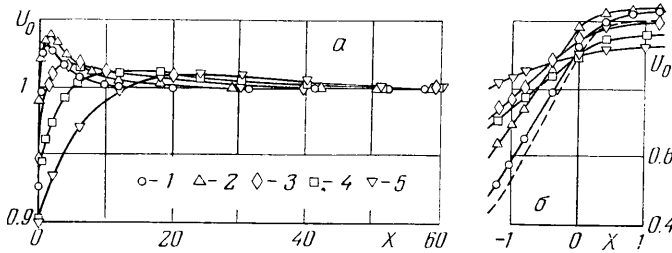


Фиг. 2

лись в режимах без входной струи ($\dot{\gamma}_* \leq \dot{\gamma}_{*1}$). Экспериментальные данные приведены на фиг. 3. Точки 1, 2, 3 соответствуют режимам с $\dot{\gamma}_* = 2.7, 11, 42.5 \text{ сек}^{-1}$ ($u_0^+ = 0.59, 2.28, 9.03 \text{ см/сек}$ соответственно). Из представленных графиков видно, что зависимости качественно подобны, однако в отличие от вязкой жидкости они не инвариантны относительно $\dot{\gamma}_*$ и во входной области имеют максимум скорости U_0' . По мере увеличения $\dot{\gamma}_*$ наблюдается следующее: перед входом в канал (фиг. 3, б) темп роста продольного градиента осевой скорости du_0/dx уменьшается (во всех случаях du_0/dx меньше, чем у вязкой жидкости, для которой зависимость



Фиг. 3



Фиг. 4

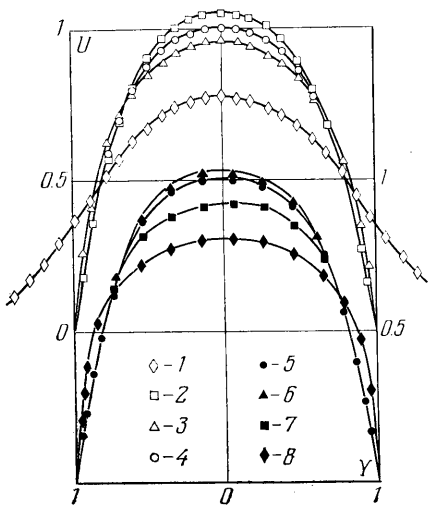
$U_0(X)$ приведена на фиг. 3, б пунктирной линией); в сечении входа ($X=0$) величина U_0 возрастает от 0.92 до 0.99; на входном участке (фиг. 3, а) максимум скорости U_0' слабо растет, практически не смещаясь по оси канала ($X' \approx 1.5$), а темп спада скорости за максимумом уменьшается.

На фиг. 4 представлены зависимости $U_0(X)$, измеренные в канале 4 с $a=0.505 \text{ мм}$ и $L=81.5$, в котором реализовалась более широкая область эффективных скоростей сдвига $\dot{\gamma}_*$. Точкам 1–5 соответствуют $\dot{\gamma}_* = 6.9, 32, 87.5, 230, 515 \text{ сек}^{-1}$ ($u_0^+ = 0.67, 2.92, 7.77, 20.1, 46.6 \text{ см/сек}$ соответственно). Режимы 1 и 2 имеют $\dot{\gamma}_* \leq \dot{\gamma}_{*1}$ и рассмотрены выше. В режимах с развитой входной струей (точки 3, 4, 5) при возрастании $\dot{\gamma}_*$ в отличие от ранее рассмотренных режимов отмечаются следующие особенности: при $X=0$ величины U_0 уменьшаются до ≈ 0.9 ; в канале максимум скорости U_0' также уменьшается по величине, становится более пологим и смещается в направлении течения. Отметим, что в предвходовой области (фиг. 4, б) величины du_0/dx для режимов 4 и 5 почти одинаковы, последний режим, предшествует появлению нестационарного течения в этой области. Число Рейнольдса Re' в исследованных режимах менялось от $5.2 \cdot 10^{-6}$ до $7 \cdot 10^{-3}$. (Оценка проводилась по формуле $Re' = 4u_*^2 \rho / \tau^0$.)

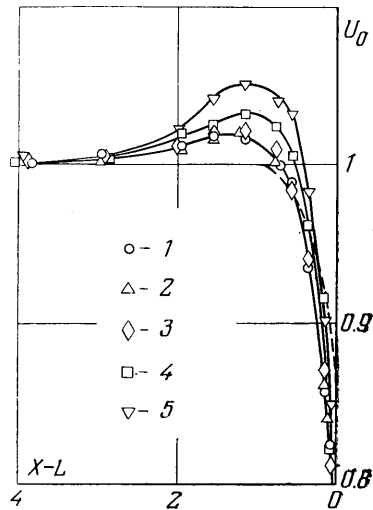
В режиме с $\dot{\gamma}_* = 11 \text{ сек}^{-1}$ ($u_0^+ = 2.28 \text{ см/сек}$) проводились измерения распределения продольной скорости U по ширине канала 2 в фиксированных сечениях при $X = -0.6, 0, 1, 20$ (точки 1–4 соответственно на фиг. 5). По-

лученные результаты показали, что все профили скорости симметричны относительно оси канала. При входе в канал, в пристенной области, наблюдается торможение вследствие прилипания жидкости к стенкам, сопровождающееся резким увеличением скорости деформации в этой области (точки 1 и 2). Профиль в сечении с $X \approx X'$ (3) «вытянут» по сравнению с профилем установившегося течения (4). На графике, с целью упрощения точки 4 приведены только в центральной области потока.

Длины входных участков L_0 определяли по графикам, приведенным на фиг. 3, а и 4, а, как значение координаты X , для которой $U_0^* = 1.01$, где U_0^* — величина скорости U_0 при $X \geq X'$, X' — продольная координата максимума осевой скорости U_0' . Зависимости $L_0(\dot{\gamma}_*)$ инвариантны относительно гидравлического радиуса каналов и хорошо описываются эмпирическим соотношением $L_0 = 3\dot{\gamma}_*^{0.36}$, в диапазоне $\dot{\gamma}_*$ от 2.7, до 230 сек^{-1} .



Фиг. 5



Фиг. 6

Для режима с $\dot{\gamma}_* = 515 \text{ сек}^{-1}$ даже величина $U_0' < 1.01$ и по принятому здесь определению L_0 длина входного участка начинает уменьшаться. Следует отметить, что во всех режимах имеется экспоненциальное падение скорости U_0^* по длине входного участка.

Гидродинамическая обстановка на входном участке, где происходит сложное взаимодействие касательных и нормальных напряжений, обусловлена релаксационными процессами в жидкости. Можно предположить, что возникновение здесь «вытянутого» профиля продольной скорости связано с хорошо известным эффектом повышения сопротивления движению упруговязкой жидкости для простейших сдвиговых вискозиметрических течений в нестационарном режиме. Например, при скачкообразном задании режима $\tau = \text{const}$ скорость сдвига $\dot{\gamma}$ достигает стационарного значения, проходя минимум, а в режиме $\dot{\gamma} = \text{const}$ наблюдается максимум касательного напряжения τ (см., например [10]). Эти эффекты возникают в режимах нелинейного механического поведения жидкости, именно эти режимы реализуются в пристенной области канала (фиг. 1, а). Выше отмечалось, что при входе жидкости в канал на стенке наблюдается резкое возрастание скорости сдвига. Поляризационно-оптические исследования (двойное лучепреломление) также показывают,

что в пристенной области входного участка преобладают закономерности сдвигового течения [9].

Качественно сопоставим изменения полей продольной скорости U и напряжений на входном участке. На большей части $L_0 (X > X')$ скорость U меняется в основном в центральной области потока, так как ввиду трехмерного характера течения малые изменения осевой скорости здесь практически не приводят к изменению распределения скорости в пристенных слоях. Известно (см., например, [9]), что на участке L_0 центральная часть потока находится в состоянии продольного растяжения, величина которого достигает максимального значения в начале этого участка и далее уменьшается, приближаясь к стационарным значениям в установившемся течении (к нулю на оси канала). Поле напряжений вблизи стенки становится стационарным на меньшей длине, чем в центре канала, т. е. аномально-большие длины L_0 (по сравнению с вязкой жидкостью в аналогичных режимах) в основном связаны с релаксационными процессами в центральной части потока.

На фиг. 6 показано изменение скорости U_0 на участке выхода из канала. Точкам 1–5 соответствуют режимы с $\dot{\gamma}_* = 3.5, 12, 35, 94, 235 \text{ сек}^{-1}$ ($u_0^+ = 0.296, 0.96, 2.68, 7.35, 20.2 \text{ см/сек}$ соответственно). Пунктирной линией показана аналогичная зависимость для вязкой жидкости. Из графиков видно, что на расстоянии от выхода из канала $L-X \approx 1 \div 1.5$ наблюдается максимум скорости U_0'' , который для режимов 4 и 5 растет по величине и слабо смещается в направлении течения. Длина участка выхода $(L-X)_0 \approx 2$. В этой области для режима $\dot{\gamma}_* = 35 \text{ сек}^{-1}$ ($u_0^+ = 2.68 \text{ см/сек}$) также измерялись профили скорости U в нескольких поперечных сечениях (фиг. 5) при $L-X = 12$ (точки 5), 1.2 (6), 0.3 (7), 0.06 (8). Для упрощения графика экспериментальные точки 2, 3 и линии, проходящие через них, показаны только в центральной области канала.

Полученные результаты показывают, что при подходе жидкости к выходу канала центральная часть потока сначала проходит зону слабого растягивающего продольного градиента скорости U , а затем на малом участке $L-X \approx 0.5$ находится в поле мощного сжимающего градиента $du_0/dx \approx -0.7\dot{\gamma}_*$. В выходном сечении величина $U_0 \approx 0.8$, а безразмерная среднерасходная скорость U_* в исследованных режимах менялась от 0.55 до 0.65, т. е. профиль скорости претерпевал существенную перестройку. Появление максимума скорости U_0'' , по-видимому, обусловлено релаксационными процессами в жидкости на этом участке.

Отметим, что довольно широко используются методы оценки первой σ_1 и второй σ_2 разностей нормальных напряжений по измерениям распределения давления по длине канала на его стенке (например, [8]) и разбуханию струи, выходящей из капилляра [15]. Эти методы основаны на предположении, что распределение скоростей и напряжений в выходном сечении капилляра то же, что и при установившемся течении. Для большинства экспериментальных данных в ротационной реометрии и теоретических результатов $|\sigma_2/\sigma_1| < 1$, а $\sigma_2 < 0$. Капиллярные эксперименты (см., например, [16]) дают $|\sigma_2/\sigma_1| > 1$ и даже $\sigma_2/\sigma_1 > 0$. Капиллярный метод в [8] показал, что $\sigma_2/\sigma_1 > 1$ и, кроме того, на зависимости $\sigma_2(\dot{\gamma})$ отмечается максимум σ_2 . По-видимому, эти результаты связаны со значительной перестройкой профилей скорости на участке выхода из канала и к ним следует относиться с известной осторожностью, во всяком случае когда речь идет о течении концентрированных растворов и расплавов полимеров при $Re \ll 1$.

Автор выражает благодарность А. И. Леонову за обсуждение работы.

Поступила 6 VIII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Тарг С. М. Основные задачи теории ламинарных течений. М.—Л., Гостехиздат, 1951.
2. Леонов А. И. Об установившемся течении вязкой жидкости в плоской и круглой трубе конечной длины. Изв. АН СССР, ОТН, Сер. механика и машиностроение, 1962, № 6.
3. Попов В. И., Ройтман А. Я., Хабахнашева Е. М. Исследование движения вязкоупругих жидкостей в плоских каналах при повышенных напряжениях сдвига. Инж.-физ. ж., 1973, т. 24, № 5.
4. Bertan N. S. Flow behavior of a dilute polymer solution in circular tubes at low Reynolds numbers. A. I. Ch. E. Journal, 1969, vol. 15, No. 1.
5. Малкин А. Я., Леонов А. И. Неустойчивое течение полимеров. В сб. «Успехи реологии полимеров». М., «Химия», 1970.
6. Bagley E. V. End corrections in the capillary flow of polyethylene. J. Appl. Phys., 1957, vol. 28, No. 5.
7. Мидлман С. Течение полимеров. М., «Мир», 1971.
8. Blum D. V., Yerushalmi J., Williams. D. J. Axial Pressure profiles in non-newtonian flow. Can. J. Chem. Engng., 1972, vol. 50, No. 5.
9. Сульженко Л. Л., Кувшинский Е. В. Поляризационно-оптическое изучение втекания концентрированного раствора полиизобутилена в плоскую щель. Высокомолек. соед., 1973, т. 15, № 3.
10. Леонов А. И., Липкина Э. Х., Пасхин Е. Д., Прокунин А. Н. О теоретическом и экспериментальном исследовании сдвиговых деформаций в упругих полимерных жидкостях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 3.
11. Rabinowitsch B. Über die Viskosität und Elastizität von Solen, ZS. f. phys. Chem., A, 1929, Bd 145, Nr1.
12. Исаев А. И., Вацагин К. Д., Набережнов А. М. Инженерный метод расчета течения полимеров в каналах некруглого сечения, Инж.-физ.ж. 1974, т. 17, № 2.
13. Ринкевичюс Б. С. Измерение локальных скоростей в потоках жидкости и газа по эффекту Доплера. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 5.
14. Tordella J. P. Fracture in extrusion of amorphous polymers through capillaries. J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, No. 5.
15. Middleman S., Gavis J. Expansion and contraction of capillary jets of viscoelastic liquids. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, No. 8.
16. Han C. D., Charles M. Rheological implications of the exit pressure and die swell in steady capillary flow of polymer melts. II, Secondary normal stress difference. Trans. Soc. Rheol., 1970, vol. 14, No. 3.