

ПОДЖАТИЕ СЛОЯ НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ КРУГЛЫМИ ПЛАСТИНАМИ

Вязкий слой жидкости подвергается сжатию в различных узлах гидравлических машин и механизмов [1, 2]. Несжимаемая жидкость, заключенная между твердыми незамкнутыми границами, под действием сжатия начинает течь и давление в слое жидкости, а следовательно, и давление на стенки канала изменяется. Полное давление, испытываемой подвижной границей, зависит не только от размеров и геометрии границы, но и от реологических характеристик жидкости [2, 3]. В связи с тем, что в наше время вместо традиционных жидкостей в технике широко используются жидкости с особыми свойствами (неньютоновские), целью данной работы было найти закон распределения давления по площади круглой пластины, сжимающей слой степенной неньютоновской жидкости.

Реологическое уравнение жидкости на случай простого сдвига можно записать в виде

$$\tau = k / \dot{\gamma}^{n-1} \dot{\gamma}, \quad (1)$$

где k и n — реологические параметры; $\dot{\gamma}$ — скорость сдвига.

Пусть степенная жидкость находится между двумя круглыми горизонтальными и параллельными пластинами радиуса R . Жидкость сжимает верхняя пластина, движущаяся поступательно с постоянной скоростью U . Начало цилиндрической системы координат возьмем в точке, которая делит расстояние между центрами пластин на равные части. Переменное расстояние между пластинами обозначим $2h$. Давление на внешней границе слоя обозначим p_0 .

Приближенно будем считать, что движение является радиальным, тогда $v_z = 0$ ($v \ll v_r$), и кроме того, пусть

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} \ll \frac{\partial v_z}{\partial z}.$$

Для неньютоновской жидкости в такой же постановке задача рассмотрена С. М. Таргом [3]. Пренебрегая массовыми силами, приближенные уравнения установившегося движения степенной неньютоновской жидкости примут вид

$$k \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} \right)^n - \frac{\partial p}{\partial r} = 0; \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial U}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

где $-\frac{\partial p}{\partial r} < 0$ и $\frac{\partial v_r}{\partial z} < 0$.

Решая уравнение (2) и определяя постоянные интегрирования из следующих граничных условий:

$$\text{при } z=0 \quad \frac{\partial v_r}{\partial z} = 0;$$

$$\text{при } z=h \quad v_z = -U; \quad v_r = 0,$$

находим формулу для определения радиальной скорости

$$v_r = \frac{n}{1+n} \left(\frac{1}{k} \right)^{\frac{1}{n}} \left(-\frac{\partial p}{\partial r} \right)^{\frac{1}{n}} \left(h^{\frac{1+n}{n}} - z^{\frac{1+n}{n}} \right). \quad (4)$$

Интегрируя уравнение неразрывности (3) с учетом второго граничного условия, получим:

$$U = \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^h r v_r dz. \quad (5)$$

Если (5) умножить на $r dr$ и проинтегрировать по r с учетом (4), то получим следующее уравнение для определения радиального градиента давления:

$$\begin{aligned} \frac{4n}{1+n} \left(\frac{1}{k} \right)^{\frac{1}{n}} \left(-\frac{\partial p}{\partial r} \right)^{\frac{1}{n}} \int_0^h \left(h^{\frac{1+n}{n}} - z^{\frac{1+n}{n}} \right) dz = \\ = U r. \end{aligned} \quad (6)$$

Постоянная интегрирования справа равна нулю, так как в противном случае при $r=0$ $p=\infty$.

Из (6) находим градиент давления

$$\frac{\partial p}{\partial r} = - \frac{k U^n (1+2n)^n r^n}{(4n)^n h^{1+2n}}. \quad (7)$$

Подставляя (7) в уравнение (4), находим окончательную формулу распределения скоростей в слое жидкости

$$v_r = \frac{(1+2n) U r}{4(1+n) h} \left[1 - \left(\frac{z}{h} \right)^{\frac{1+n}{n}} \right]. \quad (8)$$

Интегрируя (7) с учетом того, что при $r = R$ $p = p_0$, получим формулу распределения давления вдоль радиуса

$$p = p_0 + \frac{k(1+2n)^n U^n}{(4n)^n (1+n) h^{1+2n}} (R^{1+n} - r^{1+n}). \quad (9)$$

Если просуммировать интегрированием переменное давление по площади пластины, то получим общее распорное давление в зависимости от толщины слоя жидкости и ее реологических характеристик

$$p = \frac{\pi U^n k (1+2n)^n R^{3+n}}{(4n)^n (3+n) h^{1+2n}}. \quad (10)$$

При $n=1$ (ньютоновская жидкость) из приведенного решения вытекают результаты, полученные в работе [3].

Резюме. При сжатии вязкого слоя круглыми пластинами сопротивление движению пластины растет обратно пропорционально толщине слоя в степени, зависящей от индекса аномалии вязкости жидкости.

Л и т е р а т у р а

1. Осипов А.Ф. Объемные гидравлические машины. М., 1966. 2. Гидравлическая теория смазки. Сб. под ред. Л. С. Лейбензона, ГТИ, 1934. 3. Тарг С.М. Основные задачи теории ламинарных течений. М., 1951.

УДК 532.135:621.822

Ю.М. Пикус

ВЛИЯНИЕ ДИССИПАТИВНОГО ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЯ И ПЕРЕМЕННЫХ РЕОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТИ НА НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАМИНАРНОГО ЩЕЛЕВОГО ТЕЧЕНИЯ

Рассматривается неизотермическое ламинарное течение реологически сложной несжимаемой нелинейно-вязкопластичной жидкости в щелевом канале между коническими (плоскими при $\varphi = \frac{\pi}{2}$) поверхностями с подачей среды через центральную камеру (рис. 1). Исходная реологическая модель

$$\tau = \tau_0 + k |\dot{\gamma}|^{n-1} \dot{\gamma}, \quad (1)$$

где τ_0 - предел текучести; k - аналог пластической вязкости; n - показатель неньютоновского поведения.

При этом используются общепринятые допущения теории смазки (тонкослойного щелевого течения), поскольку рассматриваемые осесимметричные поверхности трения характерны для устройств гидростатической смазки (упорные подшипники и торцовые уплотнения), а также некоторых технологических аппаратов (например, гомогенизаторы для производства пластичных смазок).

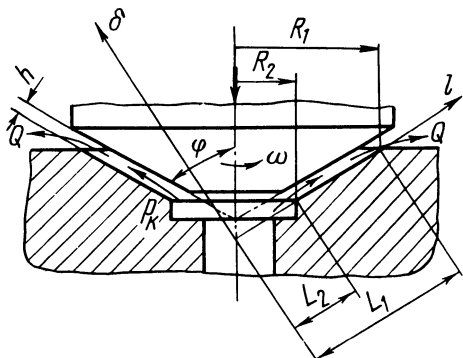


Рис. 1. Щелевой канал между коническими поверхностями с подачей жидкости через центральную камеру.

Применительно к условиям, когда относительное перемещение поверхностей осуществляется с малыми скоростями или отсутствует (режим медленных перемещений) и основным источником тепловыделения является диссипация от прокачки жидкости через щелевой зазор, задача формулируется математически в виде системы уравнений неразрывности (2), движения (3) и энергии (4)

$$\frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial l} (lv_1) + \frac{\partial v_\delta}{\partial \delta} = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial l} = \frac{\partial \tau_{l\delta}}{\partial \delta}; \quad \frac{\partial \tau_{\theta\delta}}{\partial \delta} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial \delta} = 0; \quad (3)$$

$$c_p \rho \int_0^h v_1 \frac{dT}{dl} d\delta = (1 - \sigma) \int_0^h \left(\tau_{l\delta} \frac{\partial v_1}{\partial \delta} \right) d\delta; \quad (4)$$

Здесь $\tau_{L\delta}$, $\tau_{\theta\delta}$ - компоненты тензора напряжений; v_1 , v_θ , v_δ - компоненты скоростей; I - интенсивность скоростей деформации; p - избыточное давление; T - температура; $c_p \rho$ - объемная теплоемкость; σ - коэффициент, учитывающий тепловод поверхностями трения и определяемый согласно [1]; k_x - значение реологического параметра k при начальных температуре T_x и давлении p_x интервала; m и b - коэффициенты пьезо-температурной зависимости параметра k .

Аналогичные задачи решались для той же жидкости [2] с учетом только температурного изменения k и v [3] для степенной реологической модели с использованием одновременно пьезо-температурной зависимости аналога пластической вязкости k и плотности ρ . Методически рассматриваемая работа подобна [2,3].

Введем безразмерные переменные и параметры

$$\bar{l} = \frac{l}{L_1} ; \bar{p} = \frac{p}{p_k} ; \bar{k} = \frac{k}{k_{\text{вх}}} ; \bar{T} = \frac{T}{m} ; \bar{T}_{\text{вх}} = \frac{T_{\text{вх}}}{m} ;$$

$$x = \frac{h}{R_1} ; K_r = \frac{R_2}{R_1} = \frac{L_2}{L_1} ; c_1 = \frac{k_{\text{вх}} c^n}{h^{3n} p_k} ;$$

$$K_\beta = \frac{2\tau_o (R_1 - R_2)}{p_k h} ; \psi_m = \frac{p_k}{c_p \rho m} ; \psi_b = p_k b ;$$

где h , L_2 , L_1 , R_2 , R_1 - размеры щелевого канала; p_k - давление в камере подачи среды; $T_{\text{вх}}$ - температура на входе в щель (в камере подачи); $k_{\text{вх}}$ - значение k при $T = T_{\text{вх}}$, $p = 0$; k_k - значение k при $T = T_{\text{вх}}$, $p = p_k$; c - постоянная, полученная интегрированием (2) по высоте канала ($c = \int_0^h 1 v_1 d\delta$). После решения преобразованной относительно p , k , T системы уравнений (2)-(8) при граничных условиях:

$$\bar{p} \Big|_{\bar{l}=K_r} = 1 ; \bar{p} \Big|_{\bar{l}=1} = 0 ; \bar{k} \Big|_{\bar{l}=K_r} = \bar{k}_k = \exp(\psi_b) ; \bar{T} \Big|_{\bar{l}=K_r} = \bar{T}_{\text{вх}}$$

были найдены выражения (9)-(12) для определения безразмерной постоянной c_1 , распределения давления \bar{p} , температу-

ры $\bar{\Gamma}$ и переменного параметра \bar{k} в щелевом канале. Они представлены через безразмерные комплексы B_1 и B_2 , включающие постоянную $c_1(c)$ и пластический член ${}^1K_\beta$ (предел текучести τ_0)

$$B_1 = \frac{[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b] 2^{n+1} c_1 x^{n-1}}{\left(\frac{n}{2n+1}\right)^n (\sin \varphi)^{1-n}} ;$$

$$B_2 = \frac{[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b] K_\beta (2n+1)}{(n+1) (1-K_r) \sin \varphi}$$

и получены в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{B_1 \exp(\psi_b)}{(1-\sigma)\psi_m + \psi_b} \int_{K_r}^1 \frac{\exp(-B_2 \bar{\Gamma}) d\bar{\Gamma}}{\bar{\Gamma} \left\{ \exp(-B_2 K_r) + \right.} x \\ & \left. + B_1 [\exp(\psi_b)] \int_{K_r}^{\bar{\Gamma}} \frac{\exp(-B_2 \bar{\Gamma}) d\bar{\Gamma}}{\bar{\Gamma}^n} \right\}} = \\ & = 1 - \frac{B_2 (1-K_r)}{[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b]} ; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \bar{p} = & \frac{B_1 \exp(\psi_b)}{[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b]} \int_{\bar{\Gamma}}^1 \frac{\exp(-B_2 \bar{\Gamma}) d\bar{\Gamma}}{\bar{\Gamma}^n \left\{ \exp(-B_2 K_r) + \right.} \\ & \left. + B_1 [\exp(\psi_b)] \int_{K_r}^{\bar{\Gamma}} \frac{\exp(-B_2 \bar{\Gamma}) d\bar{\Gamma}}{\bar{\Gamma}^n} \right\}} + \\ & + \frac{B_2 (1-\bar{\Gamma})}{[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b]} ; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\bar{T} = \bar{T}_{\text{вх}} + (1-\bar{p}) \psi_m (1-\sigma); \quad (11)$$

$$k = \frac{\exp[(-B_2 \bar{I}) + \psi_b]}{\exp(-B_2 K_r) + B_1 [\exp(\psi_b)] \int_{K_r}^{\bar{I}} \frac{\exp(-B_2 \bar{I}) d\bar{I}}{\bar{I}^n}} \cdot \quad (12)$$

Зависимости (9)-(12) не выражаются в элементарных функциях. Для получения конкретных данных необходимы численные расчеты. Результаты их свидетельствуют о том, что для таких вязкопластичных сред, как пластичные смазки вклад членов, содержащих фактор пластичности $K_\beta = f(\zeta_0)$, мал по сравнению с другими составляющими уравнений (9) - (12) при давлениях $p_k \cong 5-6 \text{ МН/м}^2$. В то же время анализ теплового баланса показывает, что при меньших p_k , когда

роль пластичности существенна, практически не сказывается влияние диссипативного тепловыделения, и расчеты можно вести по формулам изотермической теории. Эти обстоятельства позволяют рассматривать вязкопластичные среды при течении со значительными давлениями p_k как вязкие, положив $\zeta_0 (K_\beta, B_2) = 0$. Тогда в выражениях (9)-(12) допускается непосредственное интегрирование.

В качестве основных характеристик течения рассмотрим интегральные параметры - осевое усилие W , определяющее, в частности, для гидростатических подшипников их несущую способность и расход Q через щель между поверхностями трения:

$$W \int_0^{L_1} \int_{2\pi h}^{L_2} p l d l d \theta \sin^2 \varphi + \int_0^{L_2} \int_0^{L_1} p_k l d l d \theta \sin^2 \varphi; \quad (13)$$

$$Q = \int_0^{L_1} \int_0^{L_2} l v_1 \sin \varphi d \delta d \theta = 2 \pi c \sin \varphi. \quad (14)$$

Соответствующие безразмерные коэффициенты

$$w_f = \frac{W}{\pi p_k R_1^2} = 2 \left(\int_{K_r}^1 \bar{p} l d \bar{l} + \int_0^{K_r} \bar{l} d \bar{l} \right) \quad \text{и}$$

$$q_f = \frac{Qk_{\text{вх}}^{1/n}}{h^3 p_k^{1/n}} = 2\pi c_1^{1/n} \sin\varphi$$
 с учетом (9), (10) и условия $B_2 = 0$ определяются формулами:

$$w_f = 1 - \frac{2}{\left[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b \right]} \int_{K_r}^1 \ln \left\{ \frac{(\bar{I}^{1-n} - K_r^{1-n})}{(1-K_r^{1-n})} x \right. \\ \left. \times \left\{ \exp \left[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b \right] - 1 \right\} + 1 \right\} \bar{I} d\bar{I}; \quad (15)$$

$$q_f = \frac{\pi n \chi \frac{1-n}{n} (1-n)^{1/n} (\sin\varphi)^{1/n}}{(1-K_r^{1-n})^{1/n} (2n+1)} \times \\ \times \left\{ \frac{\exp \left[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b \right] - 1}{2 \left[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b \right] \exp(\psi_b)} \right\} \frac{1}{n}. \quad (16)$$

Соотношения (9)-(16) при подстановке необходимых условий совпадают с частными результатами [2,3].

Влияние неизотермичности характеризуется величинами теплового параметра ψ_m и коэффициента σ . Задание $\psi_m = 0$ или $\sigma = 1$ соответствует идеализированному изотермическому, а $\psi_m \neq 0, \sigma = 0$ - адиабатическому течению. Параметр ψ_b определяет пьезо-зависимость реологических свойств. При условии $\psi_m, \psi_b = 0$ приходим к случаю течения жидкости с постоянными физическими свойствами. Анализ роли диссипации и переменности реологических характеристик среды проведем по результатам численных расчетов на ЭВМ коэффициентов w_f и q_f зависимостей $\bar{p}, \bar{k}, \bar{T} = f(\bar{I})$ для диапазона $\psi_m = 0 \dots 2,3; \psi_b = 0 \dots 2,2; n = 0,2 \dots 1,0$ ($n = 1$ - ньютоновская жидкость). Поскольку значения ψ_m и ψ_b зависят от давления в камере p верхний предел их задан соответствующим значительным $p \approx 100 \text{ МН/м}^2$.

Как показывают расчетные данные, неизотермическое шелевое течение в режиме медленных перемещений сопровождается уменьшением реологического параметра k и эффектив-

ной вязкости μ_a ($\mu_a = \frac{\tau}{\dot{\gamma}}$) по длине зазора при одно-
временном падении давления и росте температуры в том же
направлении. Это ведет к снижению w , более заметному при
существенной пьезо-температурной зависимости реологических
свойств и соответственно увеличению ψ_m, ψ_b (при данном
коэффициенте σ). Из (15) видно, что параметры ψ_m, ψ_b, σ
в выражении w_f образуют единый комплекс $[\psi_m(1-\sigma) + \psi_b] = \psi_\Sigma$, отражающий влияние исследуемых факторов.

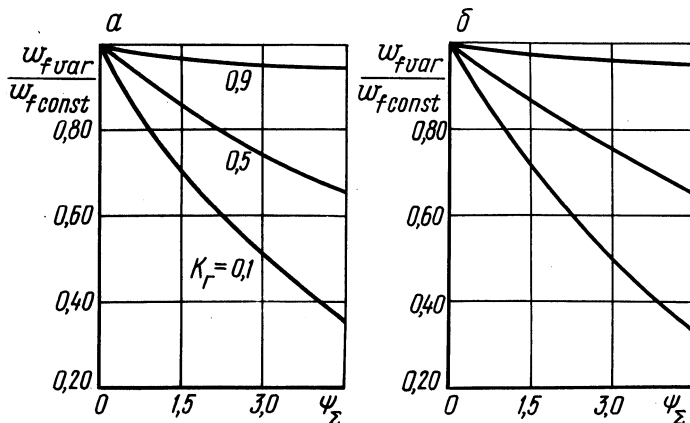


Рис. 2. Влияние диссипации и переменных реологических свойств среды на изменение безразмерного осевого усилия (несущей способности): а - $n = 0,2$; б - $n = 1,0$.

Используя это, на рис. 2 для интервала $\psi_\Sigma = 0 \dots 4,5$ представлено относительное изменение w_{fvar} , рассчитанное при условии $k = f(T, p)$, $\psi_\Sigma \neq 0$ по сравнению со значением w_{fconst} при $k = k_{вх} = const, \psi_\Sigma = 0$. Построенные графики относятся к любым безразмерным зазорам χ , коническим и плоским поверхностям трения. Приведенные закономерности изменения w_f наблюдаются как для ньютоновских, так и для реологически сложных сред (при всех n). Значения w_{fvar} и w_{fconst} наиболее заметно отличаются при малых K_r . С увеличением K_r разница между ними снижается и при $K_r = 0,9$ не превышает 5% даже при $\psi_{\Sigma max}$. При данном K_r для жидкостей с любой величиной n отношение

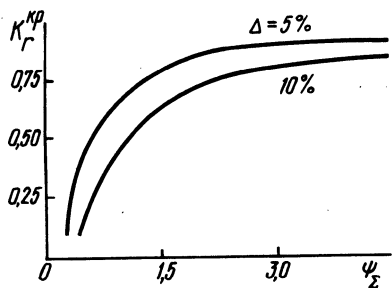


Рис. 3. Границы учета диссипации и переменных реологических свойств среды при расчете осевого усилия (несущей способности).

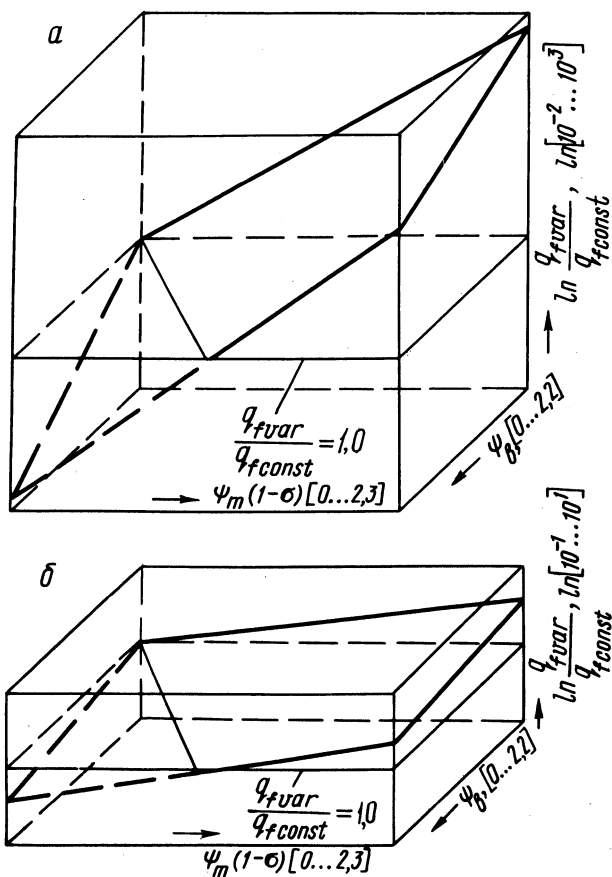


Рис. 4. Влияние диссипации и переменных реологических свойств среды на изменение безразмерного расхода: а - $n = 0,2$; б - $n = 0,1$.

w_{fvar}/w_{fconst} практически одинаково и меняется (при малых K_r) в пределах не более 5..6%. Это позволяет, пренебрегая влиянием n и соответственно аномалии вязкости, определить границы необходимости учета диссипации и переменности реологических свойств при вычислении осевой силы (несущей способности) для поверхностей с разными размерами камеры K_r . Задаваясь максимальным отклонением w_{fvar} от $w_{fconst} \sim 5$ и 10%, была получена пригодная для всех n зависимость $K_r^{кр}$ от ψ_Σ (рис. 3).

Определив для заданных условий ψ_Σ , по ней можно найти размер $K_r^{кр}$, для которого и выше в отношении $W(w_f)$ справедлив расчет по состоянию жидкости при атмосферном давлении и температуре входа в щелевой зазор.

При анализе коэффициента расхода q_f аналогично введем отношение q_{fvar} (16) при $k = f(T, p)$ к величине q_{fconst} для $k = k_{вх} = const$. Непосредственно из этих выражений следует, что отношение q_{fvar}/q_{fconst} одинаково при всех значениях K_r , χ и φ для жидкостей с данным показателем неньютоновского поведения n . Влияние параметров K_r , χ , φ в рассматриваемых условиях будет таким же, как и при сохранении постоянства физических свойств среды. Таким образом, относительный безразмерный расход зависит от величин ψ_m, ψ_b, σ и характера жидкости (показатель n), однако закономерности его изменения более сложны, чем у несущей способности. Отношение

$$\frac{q_{fvar}}{q_{fconst}} = \left\{ \frac{\exp[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b] - 1}{[(1-\sigma)\psi_m + \psi_b] \exp(\psi_b)} \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (17)$$

нельзя рассматривать в функции только от комплекса ψ_Σ , так как ψ_m, ψ_b и σ входят в него в ином соотношении. На рис. 4 построены зависимости q_{fvar}/q_{fconst} при разных сочетаниях неизотермического $\psi_m(1-\sigma)$ и пьезо-вязкостного ψ_b факторов и $n = 1, 0; 0, 2$. Из них следует, что

при разных n безразмерный расход $q_{f\text{var}}$ может как увеличиваться, так и уменьшаться по сравнению с $q_{f\text{const}}$ - первое соответствует существенной неизотермичности процесса и плохому теплоотводу поверхностями трения при малом влиянии давления на реологические свойства используемой среды, а второе - обратной ситуации. Такая особенность связана с тем, что снижение параметра k (и эффективной вязкости μ_a) по длине щелевого канала компенсируется их возрастанием в камере подачи при больших давлениях p_k . Учитывая одновременное влияние на $q_{f\text{var}}$ четырех параметров ($\psi_m, \sigma, \psi_b, n$), границы значимого воздействия диссипации и переменности реологических свойств на расход не находились. Это представлялось нецелесообразным, так как выражение $q_{f\text{var}}$ в отличие от $w_{f\text{var}}$ представлено через элементарные функции, проще по форме и легко подсчитывается непосредственно умножением $q_{f\text{const}}$ на поправку (17).

Следует отметить, что в рассматриваемом режиме - медленных перемещений - учет только неизотермичности процесса и температурного изменения $k(\mu_a)$ при пренебрежении эффектом от давления зачастую не является оправданным. При напорном щелевом течении, преимущественно реализуемом в этом случае, когда диссипация от прокачки жидкости является единственным источником тепловыделения, между распределением температуры и давления в зазоре существует взаимосвязь, выражаемая согласно (11). Отбрасывание одной из поправок на переменность реологических свойств (ψ_m, ψ_b) справедливо здесь только для сред со слабой вязкостно-температурной или пьезо-вязкостной зависимостью. Возможность его можно оценить по соотношению $\eta = \frac{b c_p \rho m}{(1 - \sigma)}$. При $\eta \gg 1$ преобладающей является роль давления, а при $\eta \ll 1$ - неизотермичности. Так, например, для смазочных материалов на нефтяной основе при практически осуществляемых условиях теплопередачи $\sigma = 0 \dots 0,5$ величина η колеблется в пределах от 0,5 до 15, причем большие η соответствуют некоторым

пластичным смазкам с весьма пологой вязко-температурной кривой (например, 1-13), а меньшие - ньютоновским индустриальным маслам. Для большинства смазочных сред ψ_b и ψ_m (1-6) обычно одного и того же порядка и, как правило, оба эти фактора необходимо принимать во внимание.

Резюме. Получены расчетные формулы некоторых характеристик неизоотермического ламинарного щелевого течения нелинейно-вязкопластичной жидкости и установлены особенности влияния диссипации и пьезо-температурного изменения реологических свойств.

Л и т е р а т у р а

1. Пикус Ю.М. Тепловой расчет течения реологически сложных жидкостей в щелевых каналах при постоянном расходе. - В сб.: Теоретическая и прикладная механика, вып. 4. Минск, 1977. 2. Пикус Ю.М. Некоторые вопросы расчета неизоотермического ламинарного течения реологически сложных жидкостей в щелевых каналах. - В сб.: Теоретическая и прикладная механика, вып. 2. Минск, 1975. 3. Пикус Ю.М. Ламинарное течение сжимаемой реологически сложной жидкости в щелевых каналах при одновременном влиянии давления и неизоотермичности. - В сб.: Теоретическая и прикладная механика, вып. 3, Минск, 1976.

УДК 532.135:532.5

Б.И. Лапушина, канд.техн.наук

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКО-УПРУГОЙ СРЕДЫ, ДОПУСКАЮЩИЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ

В [1] рассмотрены случаи, когда свойства материала и характер граничных условий таковы, что при решении квазистатических задач линейной вязко-упругости возможно разделение переменных. Тогда часть решения, которая зависит от координат, получается из решения соответствующей задачи теории упругости, а часть решения, зависящая от времени, следует из зависимости, выражаемой интегралом свертки.

Покажем, что в тех случаях, когда задача линейной вязко-упругости формулируется как задача течения и возможно разделение переменных (квазистационарное течение), решение