

коэффициенту торцевого истечения. Проведение экспериментальной проверки при высоких скоростях позволит ответить на вопрос о правомочности применения разработанной методики расчета для скоростей движения упорных поверхностей ≥ 200 м/сек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коднир Д. С. Контактно-гидродинамическая теория смазки. Куйбышевское книжное изд-во, 1963.
2. Коднир Д. С., Садыков В. А. Расчет несущей способности упорных гребней редукторов. «Судостроение» № 3, 1971.

П. З. ПОПОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧКИ ОБРЫВА НЕСУЩЕГО СМАЗОЧНОГО СЛОЯ С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ ВЯЗКОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

В связи с увеличением скоростей вращения и ростом нагрузок вопросы кавитации смазки в парах трения приобретают все большее значение. Известно [3], что кавитация смазки в подшипниках скольжения в основном обусловлена наличием диффузорной части зазора, вибрацией валов и опор и местными неровностями поверхностей трения. Кавитация любого происхождения приводит к уменьшению несущей способности подшипника, эрозионному износу и сопровождается физическими эффектами, вредно влияющими на свойства смазочной среды.

Механизм образования и развития кавитационных зон в диффузорной части зазора подшипников скольжения довольно сложен и пока еще изучен недостаточно [3, 4, 13]. В общепринятых методиках расчета подшипников скольжения [4, 12] место обрыва несущего слоя (или начало зоны кавитации) определяется с использованием различных гипотез в предположении изотермического характера течения смазки.

Эти допущения ограничивают точность определения интегральных характеристик смазочного слоя и в известной мере могут служить причиной их расхождения с экспериментально найденными значениями.

В данной статье в рамках плоской задачи изложен более строгий подход к определению положения точки обрыва смазочного слоя, в котором учитывается переменность вязкости в направлении скольжения. Точное решение задачи в квадратурах применительно к зазору, описываемому квадратичной параболой, получено на основе совместного рассмотрения уравнений гидродинамики и теплового баланса. Выбор граничных условий предполагает отсутствие

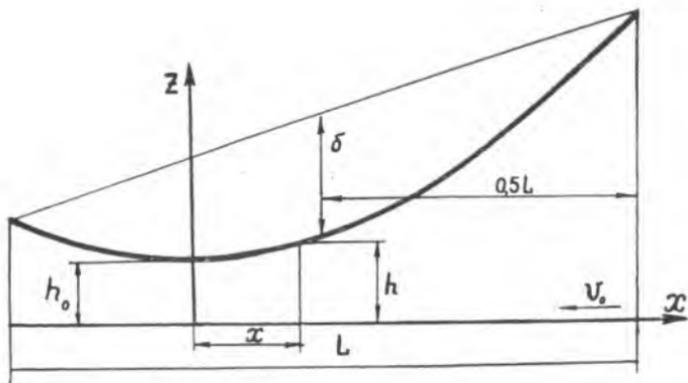


Рис. 1.

отрицательных значений давления в несущем слое и постоянство объемного расхода смазки при неизотермическом течении. Выполнено также приближенное решение задачи, основанное на слабой зависимости функции вязкости от геометрических параметров зазора.

Окончательные результаты представлены в виде, удобном для адекватного сопоставления предлагаемого (неизотермического) решения с решением в изотермической постановке.

При обычных допущениях уравнения гидродинамики и теплового баланса применительно к плоской неизотермической задаче теории смазки можно записать в виде (обозначения общепринятые)

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}; \quad \frac{\partial p}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\gamma \text{ с} \mu \frac{dt}{dx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2. \quad (2)$$

Для изображенной на рис. 1 геометрии зазора (схема плоской задачи подпятника с деформированной подушкой [6]) граничные условия будут

$$\begin{aligned} \text{при } z = 0 \quad u = -U_0, \quad w = 0 \\ z = h \quad u = 0, \quad w = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Интегрируя по z уравнения (1) при условиях (3), получим

$$u = \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} (z^2 - zh) - U_0 \frac{h-z}{h} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta_x}{\partial x} = 0, \quad \Theta_x = \int_0^h u dz = -\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{U_0 h}{2}, \quad (5)$$

где Θ_x — расход масла через сечение слоя единичной ширины в направлении оси ox ,

Приравняв в (5) Θ_x расходу $\Theta_x^* = -\frac{U_0 h^*}{2}$ в сечении экстремального давления, получим уравнение

$$\frac{dp}{dx} = \frac{6\mu U_0 (h^* - h)}{h^3}, \quad (6)$$

в котором h^* — высота слоя в сечении, где $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$.

Преобразуем уравнение (2), используя $\mu(t)$ в виде

$$\mu = \mu_i e^{-\frac{\Delta t}{T}}, \quad \Delta t = t - t_i, \quad (7)$$

где μ_i и t_i — значения вязкости и температуры масла на входе в слой; μ и t — текущие значения вязкости и температуры; Δt — текущее повышение температуры смазки; T — коэффициент, зависящий от сорта масла, его температуры на входе t_i и на выходе t_0 . Располагая температурно-вязкостными кривыми значения T можно определить по формуле

$$T = \frac{0,5 \Delta t_0}{\ln \frac{\mu_i}{\mu_c}}, \quad \mu_c = \mu(t_c = t_i + 0,5 \Delta t_0), \quad (8)$$

где $\Delta t_0 = t_0 - t_i$ — повышение температуры масла при проходе через весь несущий слой; μ_c — вязкость масла при средней температуре слоя.

Исключив t из (2) с учетом (7), получим

$$\tau u \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\mu} \right) = \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2, \quad \tau = \gamma CT. \quad (9)$$

Интегрируя (9) в пределах от 0 до h с использованием (4) и (6), найдем

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\mu} \right) = -\frac{2U_0}{\tau h^* h} \left[1 + 3 \left(\frac{h^* - h}{h} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

Уравнения (6) и (10) при известном законе изменения h по длине L и граничных условиях для давления и вязкости однозначно определяют функции p и μ .

Функцию, определяющую форму слоя (рис. 1), можно представить в виде [7]:

$$h = \delta \left[4 \left(\frac{x}{L} \right)^2 + \lambda \right]. \quad (11)$$

Если ввести безразмерные переменные ξ , ζ , \bar{p} и $\bar{\mu}$ по формулам

$$x = \xi L, \quad h = \zeta h_0, \quad p = \frac{\mu_i U_0 L}{h_0^2} \bar{p}, \quad \mu = \mu_i \bar{\mu},$$

то уравнения (6), (10) и (11) можно записать в форме

$$\frac{d\bar{p}}{d\xi} = \frac{6\bar{\mu}(\zeta^* - \zeta)}{\zeta^3} \quad (12)$$

$$\frac{H^2}{\bar{\mu}^2} \frac{d\bar{\mu}}{d\xi} = \frac{1}{\xi \xi^*} \left[1 + 3 \left(\frac{\xi^* - \xi}{\xi} \right)^2 \right]; \quad H^2 = \frac{\tau}{K} h_0^2; \quad k = 2\mu_i U_0 L \quad (13)$$

$$\xi = \xi \left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}, \xi \right) = \frac{\delta}{h_0} S; \quad S = 4\xi^2 + \lambda; \quad (14)$$

$$\xi^* = \xi^* \left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}, \Theta, \xi^* \right) = \frac{\delta}{h_0} S^*; \quad S^* = 4\xi^{*2} + \lambda.$$

где H^2 — безразмерный коэффициент [8], пропорциональный квадрату минимальной толщины пленки h_0 ; величины $\frac{\delta}{h_0}$ и $\alpha = \frac{\xi_{II} - \xi_e}{\xi_e}$ — относительные искривление и острота зазора; рис. 1 и 2.

Обозначив границы несущего слоя через ξ_{II} и ξ_K , введем относительное изменение вязкости Θ по формуле

$$\Theta = \frac{\mu_i - \mu_k}{\mu_k},$$

где μ_k — значение вязкости в месте обрыва несущей пленки.

Тогда граничные условия для безразмерной вязкости $\bar{\mu}$ примут вид

$$\bar{\mu}_i = \bar{\mu}(\xi_{II}) = 1, \quad \bar{\mu}_k = \bar{\mu}(\xi_K) = \frac{1}{1 + \Theta}, \quad (15)$$

Интегрируя (13) по длине несущей зоны и принимая во внимание (14) и (15), получим точное выражение для функции $\bar{\mu}$ в виде

$$\bar{\mu} = \bar{\mu} \left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}, \Theta, \xi^*, \xi \right) = \frac{1}{1 + \Theta \varphi}; \quad \varphi = \frac{\psi(\xi_{II}) - \psi(\xi)}{\psi(\xi_{II}) - \psi(\xi_K)}; \quad (16)$$

где

$$\psi(\xi) = \frac{\beta S + 2\lambda S^*}{S^2} \cdot \xi + \frac{33S^* + 32\lambda^2}{6S^*} \cdot f_2(\xi);$$

$$f_2(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \operatorname{arctg} \frac{2\xi}{\sqrt{\lambda}};$$

$$\beta = 3S^* - 8\lambda.$$

Коэффициент минимальной толщины пленки H определим из условия выполнения уравнения (13) в интегральной форме. Это условие приводит к выражению [9]:

$$H = \sqrt{\frac{\tau}{K}} \cdot h_0 = \sqrt{H^2} = H \left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}, \Theta, \xi^* \right); \quad (17)$$

$$H^2 = \frac{3}{8\theta \eta_m^2} [\psi(\xi_{II}) - \psi(\xi_K)].$$

из которого, если известно значение ξ^* , и определяется характеристический коэффициент H в функции от α , δ/h_0 и Θ . Величину ξ^* (см. рис. 2) найдем используя граничные условия для \bar{p} в виде

$$\bar{p}(\xi_{II}) = \bar{p}(\xi_K) = 0 \quad \text{при} \quad |\xi_K| \geq |\xi'_m| \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{p}(\xi_n) = \bar{p}(\xi_k) = 0 \\ \frac{d\bar{p}}{d\xi} \Big|_{\xi=\xi_k} = 0 \end{aligned} \right\} \text{при } |\xi_k| \leq |\xi'_m| \quad (19)$$

Граничные условия (18) и (19) достаточно общие, так как в них при расчетах используются все три гипотезы о месте обрыва смазочного слоя [4, 11]. Поясним это обстоятельство. Если протяженность зазора L , рис. 1, включает только конфузур ($\xi_e = 1, \xi'_m \leq 0$, см. рис. 2), окончание области положительных давлений совпадает с $h_{\text{мин}} = h_0$, т. е. с выходной кромкой вкладыша (гипотеза 1). Если же минимальная высота слоя располагается внутри пролета L ($\xi'_m \geq 0$), используются в основном условия (19), которые предполагают существование самопроизвольного обрыва несущего смазочного слоя в диффузорной части зазора ближе к сечению с минимальной толщиной, чем выходная кромка вкладыша (гипотеза 2). И лишь в тех случаях, когда протяженность зоны диффузора сравнительно невелика ($|\xi_e| < |\xi_k|$, вкладыш заканчивается раньше чем происходит обрыв области положительных давлений), гидродинамический подбор обуславливает сплошность течения вплоть до выходной кромки, где следует положить $\bar{p} = 0$ (гипотеза 3).

Однако, прежде чем утверждать справедливость тех или иных граничных условий, надо проверить допущения, введенные при их постановке, не опираясь на выводы теории, основанной на этих априорно принятых условиях. Назначая граничные условия (18) и (19), мы постулируем непрерывность потока в зоне положительного давления и постоянство объемного расхода смазки в направлении скорости U_0 , пренебрегая возможностью существования зон отрицательного давления (в пролете L $p \geq 0$), влиянием массовых сил, поверхностным натяжением и другими факторами. Поэтому ни одно из принятых выше граничных условий в действительности полностью не выполняется и ввиду сложности проблемы пока еще не имеет достаточно строго теоретического обоснования. Тем не менее при определении интегральных характеристик слоя использование (в зависимости от конструкции подшипника и условий его работы) того или иного типа граничных условий (18) и (19) можно считать вполне оправданным, так как наиболее важные расчетные показатели смазочного слоя в большинстве случаев удовлетворительно согласуются с экспериментальными [1, 2, 4, 5, 10, 11, 14]. По-видимому, здесь определенную роль играет второстепенность и взаимная компенсация многочисленных неучитываемых в теоретическом анализе факторов, каждый из которых по-своему влияет на формирование смазочного слоя и его усредненные, представляющие наибольший практический интерес, характеристики (нагрузочную способность, минимальную толщину, максимальную температуру, потери на трение и расход).

Учитывая изложенные соображения, а также отсутствие в доступной литературе более строгого анализа проблемы граничных

условий и их математической формулировки, считаем оправданным (по необходимости) использование условий (18) и (19) в качестве исходных, тем более, что в дальнейшем будем развивать приближенное решение в основном применительно к интегральным характеристикам смазочного слоя.

Интегрируя (12) с учетом (18) и (19), получим соотношение для определения величины ξ^* в виде ξ_{II}

$$\int_{\xi_k}^{\xi_{II}} \bar{\mu} \frac{\xi^* - \xi}{\xi^3} d\xi = 0, \quad (20)$$

где $\xi_k = -\xi'_m$ для условий (18), когда обрыв имеет место на выходной кромке вкладыша и $\xi_k = -\xi^*$ в случае обрыва слоя в диффузорной области. Подставив в (20) $\bar{\mu}$ по формуле (16), можно убедиться в том, что определение методом последовательных приближений величины ξ^* на основе точного решения задачи связано с необходимостью численного интегрирования, что весьма трудоемко. Поэтому рассмотрим приближенное решение, основанное на слабой зависимости точной функции $\bar{\mu}(\xi)$ от параметров α и $\frac{\delta}{h_0}$ при фиксированном Θ .

Заменяем точное выражение для $\bar{\mu}$ (16) приближенной параболической зависимостью. Учитывая, что функция вязкости, построенная по точной формуле (16) (штрих-пунктирная кривая на рис. 2) имеет сравнительно гладкий характер для ее аппроксимации достаточно взять на ней три характерные точки

$$\bar{\mu}(\xi_H) = \bar{\mu}_i = 1; \quad \bar{\mu}\left(\xi_S = \frac{\xi_H + \xi_k}{2}\right) = \bar{\mu}_S; \quad \bar{\mu}(\xi_k) = \bar{\mu}_k = \frac{1}{1+\Theta},$$

из условия прохождения через которые получим [9]

$$\bar{\mu}(\xi) = \frac{A\xi^2 + B\xi + C}{(1+\Theta)(\xi_H - \xi_k)^2}; \quad A = 4\Delta\bar{\mu}(1+\Theta); \quad B = B_1 - A\xi_k; \quad (21)$$

$$B = \Theta(\xi_H - \xi_k) - A\xi_H; \quad C = (\xi_H - \xi_k)^2 - B_1\xi_k; \quad \Delta\bar{\mu} = \frac{2+\Theta}{2(1+\Theta)} - \bar{\mu}_S.$$

На рис. 2 аппроксимирующей зависимости (21) соответствует сплошная кривая 1, построенная (как и штрихпунктирная) для значений $\alpha = 1$, $\frac{\delta}{h_0} = 1$ и $\Theta = 4$.

Подставив в (20) функцию $\bar{\mu}$ согласно (21) и производя интегрирование получим уравнение для определения величины ξ^* в виде

$$F\left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}, \Theta, \xi^*\right) = F(\xi_H) - F(\xi_k) = 0, \quad (22)$$

где

$$F(\xi) = f_1(\xi) + a_5 f_2(\xi); \quad f_1(\xi) = \frac{1}{S} [f_0(\xi) + a_3 \xi + a_4];$$

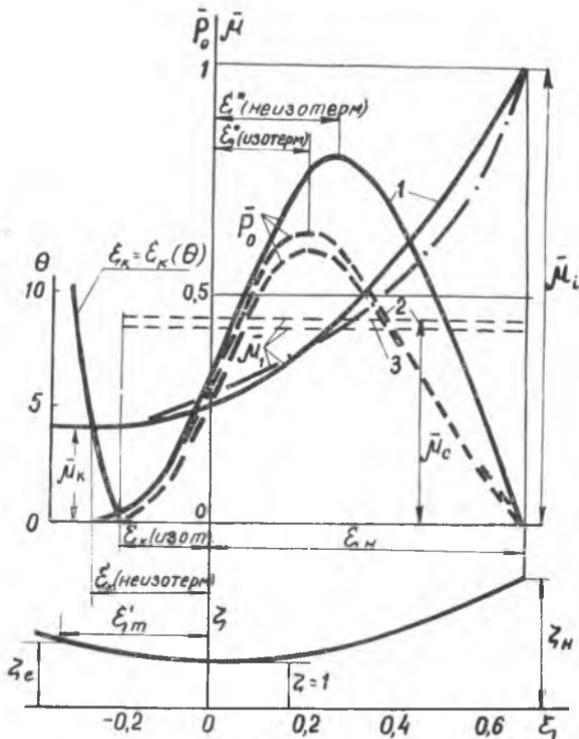


Рис. 2.

$$f_0(\xi) = \frac{1}{S^*} (a_1 \xi - a_2); \quad a_1 = 2\lambda S^* a_6; \quad a_2 = 2\lambda^2 S^* B; \quad a_3 = 4\lambda S^* A + a_6 a_7; \\ a_4 = 4\lambda^2 B; \quad a_5 = 0,5a_3 - 4A\lambda^2; \quad a_6 = 4C - A\lambda; \quad a_7 = 3S^* - 4\lambda;$$

Уравнение (22) для условий (18), когда $\xi_k = -\xi_m$ можно привести к виду [9]

$$N_1 S^{*3} + N_2 S^{*2} + N_3 S^* + N_4 = 0, \quad N_i = N_i\left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}, \Theta\right)$$

и разрешить явно относительно S^* , при этом $\xi^* = 0,5\sqrt{S^* - \lambda}$. При обрыве слоя в диффузорной части $\xi_k = -\xi^*$ (внутри пролета L граничные условия (19)) разрешить уравнение (22) относительно S^* в явном виде нельзя. В этом случае S^* при заданных α , $\frac{\delta}{h_0}$ и Θ находится из этого уравнения методом последовательных приближений. Указания относительно определения используемых в статье величин η_m , ξ_m , λ и т. д. можно найти в [6]. Зная S^* безразмерное давление \bar{p} при переменной вязкости определим по формуле

$$\bar{p} = \frac{2h_0^2}{K} p = \frac{3}{16K_0} [F(\xi) - F(\xi_k)]; \quad K_0 = (1 + \Theta) \left[\lambda \frac{\delta}{h_0} (\xi_{11} - \xi_k) \right]^2. \quad (23)$$

В целях дальнейшего сравнения проведем построение безразмерной функции вязкости, соответствующей средней температуре слоя согласно формуле (8). В общем случае, в силу (7) и (15), имеем

$$\bar{\mu} = e^{-\bar{\Delta}t}, \quad \bar{\Delta}t = \frac{\Delta t}{T}, \quad (24)$$

где $\bar{\Delta}t$ — безразмерный коэффициент, характеризующий текущее повышение температуры слоя. Полагая $\bar{\Delta}t = \bar{\Delta}t_0$ с учетом (15), получим

$$\bar{\mu}_k = e^{-\bar{\Delta}t_0} = \frac{1}{1+\theta},$$

откуда непосредственно следует, что

$$\bar{\Delta}t_0 = \ln(1+\theta). \quad (25)$$

Полагая в уравнении (24) $\Delta t = 0,5\Delta t_0$ и учитывая (25), найдем

$$\bar{\mu} = \bar{\mu}_c = \frac{1}{\sqrt{1+\theta}}. \quad (26)$$

Условие (20) в силу (26) запишется в виде

$$\int_{\xi_k}^{\xi_n} \frac{\xi^* - \xi}{\xi^2} d\xi = 0. \quad (27)$$

Выполняя интегрирование (27), получим следующее уравнение для определения ξ^* при изотермическом течении

$$F_0\left(\alpha, \frac{\alpha}{h_0}, \xi^*\right) = F_0(\xi_n) - F_0(\xi_k) = 0, \quad (28)$$

где

$$F_0(\xi) = \frac{2(\beta_1 S + 2\lambda S^*)\xi}{S^2} + \beta_1 f_2(\xi); \quad \beta_1 = 3S^* - 4\lambda.$$

Из уравнения (28) с учетом (18) получим

$$S^* = \left(\frac{3}{4\lambda} + \frac{\varphi_1}{\varphi_2} \right)^{-1}; \quad \varphi_1 = \frac{\xi_n}{S_n^2} - \frac{\xi_k}{S_k^2}; \quad \varphi_2 = 2\rho_0 + f_2(\xi_n) - f_2(\xi_k);$$

$$\varphi_0 = \frac{\xi_n}{S_n} - \frac{\xi_k}{S_k};$$

Для граничных условий (19) величина S^* или $\xi^* = 0,5\sqrt{S^* - \lambda}$ определяется из (28) методом последовательных приближений, так как в этом случае $\xi_k = -\xi^*$. Определив ξ^* можно найти безразмерное давление \bar{p} соответствующее средней вязкости по формуле

$$\bar{p} = \frac{2h_0^2}{K} p = \frac{3}{8v_m^2 \sqrt{1+\theta}} [F_0(\xi) - F_0(\xi_n)] \quad (29)$$

Характеристический коэффициент H минимальной толщины пленки для случая средней вязкости определим по формуле

$$H = \sqrt{\frac{\tau}{K}} \cdot h_0 = \sqrt{H^2} = H\left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}, \theta\right); \quad H^2 = \frac{\Phi_s}{2\epsilon_0 \sqrt{1 + \theta \ln(1 + \theta)}} \quad (30)$$

в котором функции $\Phi_s = \Phi_s\left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}\right)$ и $q_0 = q_0\left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}\right)$ заимствованы из работы [7]. Следует отметить, что безразмерные функции \bar{p} , определяемые формулами (23) и (29), неудобны для правильной оценки и сопоставления действительных значений гидродинамических давлений p , так как их коэффициент пропорциональности содержит величину h_0 , которая в свою очередь зависит от p .

Уместно заметить также, что количественная оценка этой зависимости вообще говоря неодинакова в различных методах решения. Для адекватного сопоставления полученных результатов и выяснения влияния переменности вязкости на положение обрыва и кривую гидродинамического давления исключим h_0 из уравнений (23) и (29) используя (17) и (30). Окончательные результаты представим в виде

$$p = \frac{\tau}{2} \bar{p}_0, \quad \bar{p}_0 = \frac{\bar{p}}{H^2} = F_0\left(\alpha, \frac{\delta}{h_0}, \theta\right) \quad (31)$$

здесь \bar{p}_0 — безразмерная функция, полностью характеризующая давление p при заданном τ . На этом закончим аналитическое построение интегральных характеристик смазочного слоя, так как эта задача (при известной функции \bar{p}_0) не вызывает особых затруднений и рассмотрена в [1, 6—9].

Произведем количественное сопоставление полученных результатов по координатам точки обрыва ($\xi_{cr} = -\xi^*$) и кривым давления, представленным на рис. 2 и 3. На рис. 2 изображены кривые \bar{p}_0 , μ , μ_c и ξ_{cr} (сплошные кривые — неизотермическая задача, штриховые — изотермическая), соответствующие приведенным в таблице расчетным параметрам.

Параметры кривой	α	$\frac{\delta}{h_0}$	θ	$\Delta \bar{t}_1$	H	Π	W	q'_i	$\bar{p}_0(\xi^*)$	$\bar{p}_0(0)$	$ \xi_{cr} $	a_0
1 неизот.	1	1	4	1,61	0,40	0,39	0,21	0,13	0,80	0,35	0,26	0,59
2 изот.	1	1	4,54	1,71	0,40	0,29	0,20	0,12	0,63	0,32	0,20	0,56
3 изот.	1	1	4	1,61	0,43	0,27	0,20	0,12	0,60	0,30	0,20	0,56

Дополнительно в этой таблице даны характеристические коэффициенты средней удельной нагрузки Π , потерь мощности W , рас-

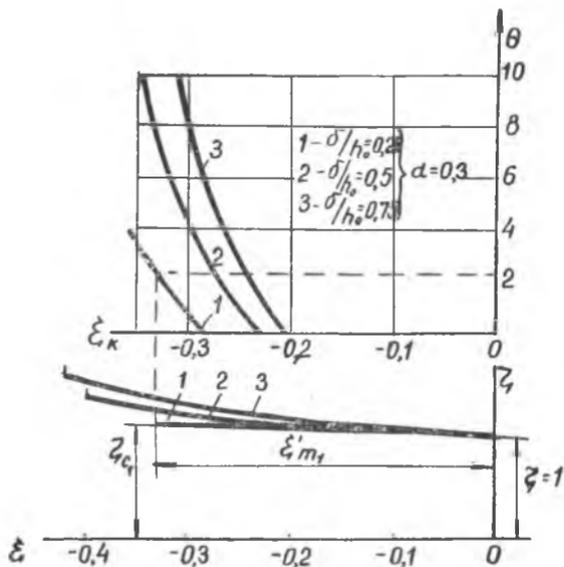


Рис. 3.

хода смазки q_i' на единицу ширины слоя и положение центра давления от выходной кромки вкладыша a . [9]. Как видно из таблицы сравнение (при фиксированных α и $\frac{\delta}{h_0}$) произведено для двух случаев при одинаковой минимальной толщине смазочной пленки H (кривые 1 и 2) и одинаковом температурном нагреве Δt_0 (кривые 1 и 3). Из рассмотрения рис. 2 и таблицы следует, что учет переменности вязкости по длине слоя существенно влияет на положение точки обрыва в диффузорной части зазора, кривая $\xi_{\kappa} = \xi_c(\theta)$. При этом с ростом θ точка обрыва существенно удаляется от сечения с минимальной высотой слоя, сокращая зону кавитации повышая несущую способность смазочного слоя (при $H = 0,404 \Pi$ увеличивается примерно на 35%, при одинаковом приросте температуры $\Delta t_0 = 1,609$ нагрузочная способность увеличивается примерно на 45%). Интересно отметить, что при неизотермическом течении давление в минимальном зазоре не равно половине максимального, как это имеет место при средней вязкости, см. таблицу. Изменение остальных интегральных характеристик видно из таблицы.

Рассмотрим влияние угла раскрытия диффузора на положение точки обрыва при неизотермическом и изотермическом течении. С этой целью на рис. 3 (угол раскрытия диффузора, нижняя часть рисунка, варьируется за счет изменения α и $\frac{\delta}{h_0}$) нанесены кривые $\xi_{\kappa} = \xi_c$ ($\alpha = \text{const}$, $\frac{\delta}{h_0} = \text{const}$, θ), которые показывают, что

увеличение угла раскрытия во всех случаях приближает точку обрыва к сечению с минимальной высотой. Проведенный анализ показывает, что переменность вязкости в направлении движения существенно влияет на формирование смазочного слоя. Учет этого фактора при построении интегральных характеристик смазочного слоя обеспечивает более высокую точность расчета и не вызывает принципиальных затруднений. Возможно обобщение рассматриваемой задачи при учете зависимости вязкости от давления [2], а также плотности смазки от температуры. В последнем случае следует постулировать непрерывность массового расхода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Камерон А. Теория смазки в инженерном деле. Машгиз, 1962.
2. Коднир Д. С. Контактно-гидродинамическая теория смазки. Куйбышевское книжное издательство, 1963.
3. Козырев С. П. О кавитации в вязкой жидкости. Сб. «Развитие гидродинамической теории смазки». Изд-во «Наука», 1970.
4. Коровчинский М. В. Теоретические основы работы подшипников скольжения. Машгиз, 1959.
5. Петруничев А. И. О границах несущего смазочного слоя опорного подшипника скольжения. Машиноведение, 1971, № 4.
6. Попов П. З. Плоская неизотермическая задача гидродинамической теории смазки подпятника с деформированной подушкой. Машиноведение, 1966, № 4.
7. Попов П. З. Плоская изотермическая задача гидродинамической теории смазки подпятника с деформированной подушкой. Труды Ленингр. кораблестр. ин-та, вып. 50, Изд-во «Судостроение», 1966.
8. Попов П. З. Неизотермическая задача гидродинамической теории смазки подпятника с недеформированной и деформированной подушками. Сб. «Развитие гидродинамической теории смазки». Изд-во «Наука», 1970.
9. Попов П. З. Использование параболической аппроксимации функции вязкости в плоской неизотермической задаче теории смазки подпятника с деформированной подушкой. Труды Ленингр. кораблестр. ин-та, вып. 76. Изд-во «Судостроение», 1971.
10. Снеговский Ф. П. Опоры скольжения тяжелых машин. Изд-во «Машиностроение», 1969.
11. Тодер И. А., Розлер Г. М. Расчет предельных режимов работы подшипников жидкостного трения. Сб. «Развитие гидродинамической теории смазки». Изд-во «Наука», 1970.
12. Ханович М. Г. Опоры жидкостного трения и комбинированные. Машгиз, 1960.
13. Birkhoff G. Hays D. F. Free Boundaries in Partial Lubrication. Journal of Mathematics and Physics. v. XLII, № 2, 1963.
14. Floberg L., Experimental Investigation of Cavitation Regions in Journal Bearings. Trans of Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden, № 238, 1961.

М. Е. ПОДОЛЬСКИЙ

К РАСЧЕТУ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ СМАЗОЧНОГО СЛОЯ ПРИ НАЛИЧИИ БОКОВОГО ИСТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОТДАЧИ В СТЕНКИ

Как известно, несущая способность смазочной пленки существенно зависит от температуры масла. Поэтому вопросы, связанные