

03;12

Влияние смазки на движение тела в рельсовом электромагнитном ускорителе

II. Гидродинамика проводящей смазки

© Е.Ю. Флегонтова, В.С. Юферев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 21 января 1998 г.)

Рассматривается течение жидкой проводящей пленки в зазоре между рельсом и металлическим поршнем в рельсовом ускорителе. В отличие от обычных задач теории гидродинамической смазки учитываются такие дополнительные силы, действующие на жидкость, как пондеромоторная сила и сила инерции, возникающая вследствие ускоренного движения поршня. В результате даже в случае зазора постоянной толщины становится возможным существование течений не только с отрицательными скоростями, но и отрицательными расходами. В пренебрежении конвективными членами получено аналитическое решение задачи. Для оценки влияния конвективных членов выполнено численное интегрирование уравнений смазки. Основное внимание уделяется вычислению расхода смазки, вязкой диссипации в жидком слое и распределению давления вдоль зазора. Конкретные расчеты выполнены для линейно расширяющихся и линейно сужающихся зазоров.

Введение

В работе [1] было показано, что преднамеренное введение жидкой проводящей смазки в зазор между рельсом и металлическим поршнем (арматурой) может существенно ослабить скоростной скин-эффект и тем самым улучшить параметры рельсового ускорителя. Данная работа является продолжением работы [1] и посвящена изучению течения проводящей смазки в зазоре между рельсом и ускоряемым телом. В принципе роль смазки может играть пленка расплава, образующаяся в результате оплавления поверхностей скольжения. Подобные задачи в теории смазки исследовались неоднократно (см., например, [2–6]). Однако в случае рельсового ускорителя использование смазки собственным расплавом едва ли позволит решить основную задачу улучшения электрического контакта между рельсом и арматурой, поскольку не представляется возможным обеспечить стабильное поддержание сплошной жидкой пленки между поршнем и рельсом путем их расплавления. Поэтому предполагалось, что в качестве смазки используется внешняя жидкость, вводимая в зазор между рельсом и арматурой. Конкретные способы ввода смазки в зазор не рассматривались. В принципе это может быть сделано либо путем нанесения соответствующего слоя на поверхность рельса, либо подачей смазки из поршня.

Как известно, существуют несколько режимов смазки [7], которые можно разделить на гидродинамический, граничный, или смешанный, и упругогидродинамический. В гидродинамическом режиме скользящие поверхности полностью разделены пленкой смазки. При этом давления в пленке недостаточно, чтобы привести к заметной деформации ограничивающих пленку поверхностей. В этом случае профиль зазора считается известным и не зависящим от движения смазки в зазоре. При граничной смазке имеет место частичный контакт

выступающих вершин неровностей и наличие достаточно большого количества смазки в полостях между ними. Поэтому граничная смазка является комбинацией гидродинамического и механического контактов между движущимися поверхностями. И наконец, упругогидродинамический режим возникает в условиях, когда упругая деформация контактирующих тел играет существенную роль в гидродинамическом процессе смазки и в свою очередь зависит от него. С точки зрения обеспечения хорошего электрического контакта между поршнем и рельсами и уменьшения износа скользящих поверхностей режим граничной смазки является нежелательным, хотя вполне возможно, что он будет возникать на начальном участке разгона, когда скорость тела еще недостаточна, чтобы поддержать за счет вязкости существование смазочной пленки достаточной толщины. Гидродинамическая и упругогидродинамическая смазки являются равноценными с точки зрения протекания электрического тока. Упругогидродинамический режим смазки будет иметь место, если толщина слоя смазки окажется сравнимой с деформацией контактирующих тел. Возможно, что именно этот вид смазки реально будет возникать в рельсовых ускорителях при введении смазки в зазор между поршнем и рельсом, поскольку единственным видом нагрузки, приложенной к зазору со стороны поршня, являются напряжения, вызванные деформацией поршня под действием сил инерции и магнитного давления. Однако в данной работе мы ограничились рассмотрением гидродинамического режима смазки, когда профиль зазора считается известным и не зависящим от движения жидкости. Основное внимание было уделено вычислению расхода смазки в зависимости от формы зазора и его толщины, а также расчету вязкой диссипации и распределения давления в жидкой пленке.

Постановка задачи

В отличие от классической теории гидродинамической смазки при моделировании движения жидкой пленки в рельсотроне следует учитывать наличие дополнительных сил, действующих на жидкость. Такими силами являются пондеромоторная сила и сила инерции, связанная с ускоренным движением поршня. До сих пор при рассмотрении подобных задач указанные силы не учитывались [8,9]. Схема зазора показана на рис. 1. Как обычно, система координат связана с движущимся поршнем. Рассматривается обычная форма зазора, принятая при решении задач смазки, когда нижняя граница (в нашем случае поверхность рельса) является плоской, а верхняя (поверхность поршня) может зависеть от продольной координаты. В то же время в реальных условиях, как уже говорилось выше, форма зазора может в значительной степени зависеть от деформации поршня и рельса и, следовательно, нижняя граница также может быть неплоской. Как и в [1], ограничимся рассмотрением плоской задачи, когда отличной от нуля оказывается только y -компонента магнитной индукции B . В результате с учетом обычных допущений теории смазки [10] движение проводящей жидкости в зазоре будет описываться следующей системой уравнений:

$$\gamma \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p_{\Sigma}}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \gamma a, \quad (1A)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad p_{\Sigma} = p_{\Sigma}(x) \quad (1B)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} z = 0, \quad u = U; \quad z = h(x, t), \quad u = w = 0; \\ x = 0, \quad p_{\Sigma} = p_{in}; \quad x = l, \quad p_{\Sigma} = p_M. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь U — скорость движения поршня; u, w — x - и z -компоненты скорости движения смазки; γ и μ — ее плотность и динамическая вязкость; l — длина зазора в направлении движения, которая в общем случае отличается от длины арматуры; a — ускорение поршня; p_{Σ} — суммарное давление в зазоре, равное сумме магнитного ($B^2/2\mu_0$) и гидродинамического давлений (p); p_{in} — давление на входе в зазор; $p_M = p_a + B_0^2/2\mu_0$ — давление на выходе из него, где p_a — атмосферное давление.

Для давления p_M использовалась оценка $p_M = L'I^2/2S$, где L' — погонная индуктивность рельсов, I — сила тока и S — площадь сечения канала. Давление p_{in} в общем случае будет отличаться от атмосферного. В частности, при нанесении смазки на рельс это будет происходить из-за поджатия смазки при входе в зазор (см., например, [11]). Однако в данной работе это различие не учитывалось. При проведении расчетов использовалась модельная смазка со свойствами, близкими к свойствам жидкого индия, т.е. $\gamma = 7300 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 0.00146 \text{ Pa} \cdot \text{s}$.

Задача (1) отличается от классической задачи теории смазки тем, что, во-первых, из-за неинерциальности

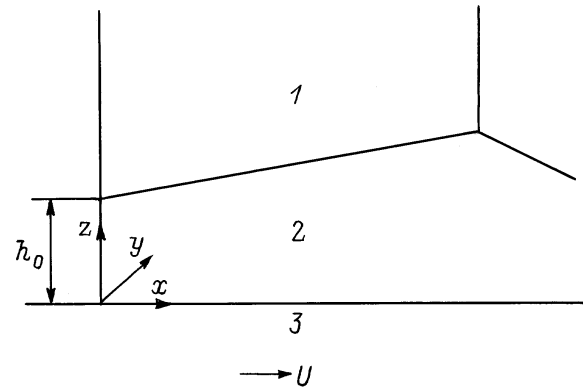


Рис. 1. Схема зазора: 1 — поршень, 2 — пленка, 3 — рельс.

системы координат в правой части (1A) появляется инерционный член γa , а во-вторых, в уравнение входит не гидродинамическое, а суммарное давление. Как будет показано ниже, эти два, казалось бы, не слишком существенные отличия приводят к появлению решений с качественно новыми свойствами.

Оценим влияние инерционных членов в уравнении (1A). В качестве характерного масштаба времени можно выбрать либо $t_1 = h_*^2/\eta$, где h_* — характерная толщина зазора и $\eta = \mu/\gamma$ — кинематическая вязкость, либо $t_2 = l/U$. За указанное время скорость движения поршня изменится на величину $\delta U = at_{1,2}$. В результате условие квазистационарности движения смазки принимает вид $\delta U/U < 1$. Отсюда, полагая $U = \sqrt{2aL}$, где L — длина канала ускорителя, получим следующие два условия:

$$\frac{h_*^2}{\eta} \sqrt{\frac{a}{2L}} < 1 \quad \text{и} \quad l/2L < 1.$$

Второе условие выполняется всегда, в то время как первое при типичных значениях параметров $a = 10^6 \text{ m/s}^2$ и $L = 1 \text{ m}$ дает $h_* < 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. Таким образом, для пленок толщиной порядка или меньше $10 \mu\text{m}$ производной по времени в (1A) можно пренебречь и считать течение квазистационарным. Именно это приближение используется в дальнейшем при проведении конкретных расчетов. Вклад конвективных членов в (1A) определяется модифицированным числом Рейнольдса $\text{Re}^* = Uh_*^2/\eta l$. При $U = 2000 \text{ m/s}$ и $l = 0.01 \text{ m}$ получим, что $\text{Re}^* < 1$ при $h_* < 1 \mu\text{m}$. Таким образом, конвективными членами в (1A) можно пренебречь лишь в случае достаточно тонких пленок.

Интенсивность вязкой диссипации в пленке q_f и расход в смазочном слое Q определяется выражениями

$$q_f = \mu \int_0^h \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 dz, \quad Q(x) = \int_0^h u dz, \quad (3)$$

а толщина смазочной пленки, которая остается на рельсе, формулой

$$h_{\text{res}} = \frac{1}{U} \int_0^{z_*} u dz, \quad (4)$$

где z_* — координата, в которой скорость обращается в нуль в выходном сечении зазора.

Расчет движения смазки был выполнен двумя способами. В случае, когда конвективными членами в (1А) можно пренебречь, было найдено аналитическое решение задачи, а для оценки влияния конвективных членов было выполнено численное интегрирование уравнений (1).

Аналитическое решение задачи (1)

Если в уравнении (1А) пренебречь конвективными членами, то можно получить распределение скорости движения смазки по сечению зазора

$$u = \frac{1}{2\mu} \left(\frac{\partial p_{\Sigma}}{\partial x} - \gamma a \right) (z - h)z + U \left(1 - \frac{z}{h} \right) \quad (5)$$

и уравнение Рейнольдса [12] для распределения давления вдоль него

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p_{\Sigma}}{\partial x} \right) = 3(2\mu U + \gamma a h^2) \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (6)$$

Нетрудно видеть, что уравнение (6) интегрируется в квадратурах. Действительно, первое интегрирование (6) по x дает

$$h^3 \frac{\partial p_{\Sigma}}{\partial x} = (6\mu U + \gamma a h^2) h + c,$$

где c — постоянная интегрирования, определяемая из граничных условий (2).

После второго интегрирования с учетом граничных условий получим следующее выражение для давления:

$$p_{\Sigma}(x) = p_{\Sigma}(0) + 6\mu U \cdot F(x) + \gamma a x + cG(x), \quad (7A)$$

где

$$F(x) = \int_0^x \frac{d\tau}{h^2(\tau)}, \quad G(x) = \int_0^x \frac{d\tau}{h^3(\tau)},$$

$$c = \frac{p_M - p_{\Sigma}(0) - \gamma a l - 6\mu U \cdot F(l)}{G(l)}. \quad (7B)$$

Перейдем в (5) и (7) к безразмерным переменным

$$\tilde{x} = x/l, \quad \tilde{h} = h/h_0, \quad \tilde{u} = u/U, \quad \tilde{w} = w/U,$$

$$\tilde{p}_{\Sigma} = p_{\Sigma}/p_M, \quad \tilde{G} = Gh_0^3/l,$$

$$\tilde{F} = Fh_0^2/l, \quad \tilde{Q} = Q/Uh_0,$$

$$\tilde{q}_f = q_f \frac{h_0}{\mu U^2}, \quad \tilde{h}_{\text{res}} = \frac{h_{\text{res}}}{h_0}, \quad (8)$$

где h_0 — высота входного сечения зазора (волна сверху в дальнейшем опускается).

Тогда давление и профиль скорости в зазоре в безразмерных переменных примут вид

$$p_{\Sigma}(x) = p_{\Sigma}(0) + \beta \cdot (6F(x) + 2\sigma x) + c_1 \cdot G(x), \quad (9)$$

$$u = 1 - \frac{z}{h} + \left(\frac{1}{2\beta} \frac{\partial p_{\Sigma}}{\partial x} - \sigma \right) z(z - h), \quad (10)$$

где

$$\beta = \frac{\mu U l_f}{p_M h_0^2}, \quad \sigma = \frac{\gamma a h_0^2}{2\mu U},$$

$$c_1 = \frac{1 - p_{\Sigma}(0) - 2\beta\sigma - 6\beta F(1)}{G(1)}. \quad (11A)$$

Выражая ускорение тела a через разность давлений $a = (p_M - p_{in})/\gamma_s l_{\text{eff}}$, где l_{eff} и γ_s — эффективная длина поршня и его плотность, для коэффициента σ будем иметь

$$\sigma = \frac{\gamma(p_M - p_{in})h_0^2}{2\gamma_s l_{\text{eff}} \cdot \mu U}. \quad (11B)$$

Дифференцируя (9) по x и подставляя в (10), найдем

$$u = \left(1 - \frac{z}{h} \right) \left(1 - \left(3 + \frac{c_1}{2\beta h} \right) \frac{z}{h} \right). \quad (12)$$

Подставляя теперь (12) в (2) и (3), получим выражения для безразмерного расхода и безразмерной вязкой диссипации

$$Q = -\frac{c_1}{6\beta} = \frac{F(1)}{G(1)} + \frac{1}{6\beta G(1)} (2\sigma\beta - 1 + p_{\Sigma}(0)),$$

$$q_f = \frac{1}{h} \left(1 + 3 \left(1 - \frac{Q}{h} \right)^2 \right).$$

Вспоминая выражения (11A) и (11B) для β и σ , окончательно будем иметь

$$Q = \frac{F(1)}{G(1)} + \frac{1 - p_{\Sigma}(0)}{6\beta G(1)} \left(\frac{l_f \gamma}{\gamma_s l_{\text{eff}}} - 1 \right), \quad (13)$$

$$u = \left(1 - \frac{z}{h} \right) \left(1 - 3 \frac{z}{h} \left(1 - \frac{Q}{h} \right) \right). \quad (14)$$

Из (13), (14) видно, что влияние перепада давления в зазоре и ускорения тела на распределение скорости в жидкой пленке определяется параметром β . Последний в свою очередь сильно зависит от толщины пленки. Действительно, при $U = 2000$ м/с, $\gamma_s = 2700$ кг/м³, $l = l_{\text{eff}} = 0.01$ м и $p_M = 135$ Мпа (последнее имеет место при $L' = 3 \cdot 10^{-7}$ Н/м, $I = 300$ КА и сечении канала 10^{-4} м²) получим, что $\beta = 150$ при $h_0 = 1$ мкм и $\beta = 1.5$ при $h_0 = 10$ мкм. Таким образом, если в первом случае распределение скорости в поперечном сечении пленки будет определяться в основном вязкими силами, то во втором существенное воздействие будут оказывать также инерционная и пондеромоторная силы.

Выражение (14) показывает, что скорость в сечении пленки может быть отрицательной. Действительно, правая часть в (14) становится равной нулю при

$$z_* = h / 3 \left(1 - \frac{Q}{h} \right).$$

Следовательно, условие появления отрицательных скоростей принимает вид $z_* < h$ или $Q < 2h/3$. Отсюда, подставляя (14) в (4), получим выражение для толщины пленки, остающейся на рельсе,

$$h_{\text{res}} = \frac{Q}{2} \quad \text{при} \quad z_* \geq h$$

и

$$h_{\text{res}} = h(1) \frac{9 \left(1 - \frac{Q}{h(1)} \right) - 1}{54 \left(1 - \frac{Q}{h(1)} \right)^2} \quad \text{при} \quad z_* < h.$$

Представляет также интерес вычислить объем смазки, который будет израсходован при прохождении поршнем канала рельсотрона. Ограничимся рассмотрением случая, когда отрицательных скоростей в выходном сечении не возникает. Тогда указанный объем в размерном виде будет равен

$$V = \frac{h_0}{2} \int_0^t U Q dt.$$

Чтобы выполнить интегрирование в аналитическом виде, положим, что поршень движется равномерно-ускоренно с ускорением a , а длина рельса равна L . Тогда

$$V = \frac{h_0}{2a} \int_0^{\sqrt{2La}} U Q dU.$$

Подставляя сюда выражение для расхода (13) и выражения для β и a , получим

$$V = \frac{h_0 L}{2} \left(\frac{F(1)}{G(1)} + \frac{\sqrt{2}}{6} \left(\frac{l\gamma}{l_{\text{eff}}\gamma_s} - 1 \right) \frac{(1 - p_{\Sigma}(0))^{1/2}}{G(1)} \right) \times \frac{h_0^2}{l\mu} \left(p_M \gamma_s \frac{l_{\text{eff}}}{L} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Анализ поведения смазки в зазоре

Как показано в предыдущем разделе, скорость движения смазки в зазоре может стать отрицательной. Это означает появление в зазоре возвратного (циркуляционного) течения. Однако с точки зрения обеспечения нормальной смазки зазора принципиальное значение имеет появление отрицательных скоростей лишь во входном и выходном сечениях зазора. Действительно, это означает, что смазка частично затягивается в зазор через выходное сечение и выталкивается из зазора через входное. В свою

очередь это означает, что если мы хотим, например, подавать смазку в зазор с передней части тела, то появление отрицательных скоростей в выходном сечении указывает, по-видимому, на то, что будет иметь место отрыв смазки от задней кромки арматуры.

Выражение (13) показывает, что не только скорость, но и расход смазки может стать отрицательным. Необходимым (но не достаточным) условием появления отрицательного расхода, а также отрицательных скоростей в окрестности задней кромки поршня ($z = 1$) является условие $l\gamma < l_{\text{eff}}\gamma_s$. С физической точки зрения это условие означает, что смазка на единицу площади сечения оказывается легче поршня и, следовательно, будет ускоряться быстрее. В частности, для алюминия поршня и пленки индия указанное условие выполняется, если эффективная длина арматуры l_{eff} будет в 2.7 раза больше длины жидкой пленки l . Как видно из выражения (13), уменьшение параметра β способствует возникновению отрицательных расходов. С другой стороны, из этого же выражения следует, что при $l\gamma > l_{\text{eff}}\gamma_s$ с уменьшением β расход Q неограниченно возрастает, оставаясь положительным. Это приводит к появлению максимума в распределении скорости (14) при $Q > 4h/3$. Указанный максимум является нефизическим, поскольку означает, что в системе координат, связанной с рельсом, появляются скорости, направленные против движения тела. Появление этого максимума, по-видимому, связано с пренебрежением локальной производной по времени в уравнении движения смазки. Таким образом, мы получаем еще одно ограничение применимости аналитического решения.

Существование решений с отрицательным расходом позволяет предположить, что смазка в зазор может вводиться не только с передней (лобовой) части тела, но и через заднее сечение зазора. Однако для исследования указанного вопроса необходимо использовать более детальные модели гидродинамической смазки с учетом поведения жидкости в окрестности входного и выходного сечений. Необходимо также подчеркнуть, что в классической теории смазки из-за отсутствия помехомоторных сил второе слагаемое в (13) отсутствует и поэтому перечисленные выше особенности решения вообще не возникают.

Провести анализ поведения смазки при произвольной форме зазора не представляется возможным. Поэтому далее в этом разделе рассматриваются линейные каналы $h = 1 + kx$. В этом случае выражения (7В) принимают вид $F(x) = x/1 + kx$, $G(x) = (2x + kx^2)/(1 + kx)^2$. Соответственно $F(1) = (1+k)^{-1}$, $G(1) = (k+2)(k+1)^{-2}/2$ и $h(1) = 1 + k$. В результате для расхода смазки получаем выражение

$$Q = \frac{2(1+k)}{2+k} + \frac{2(1+k)^2}{2+k} A, \quad (16)$$

где для удобства записи введено обозначение

$$A = \frac{1 - p_{\Sigma}(0)}{6\beta} \left(\frac{l_f\gamma}{l_{\text{eff}}\gamma_s} - 1 \right).$$

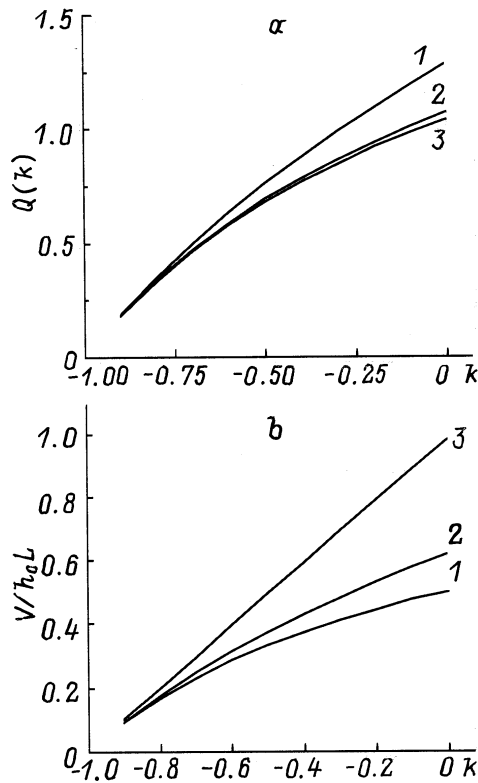


Рис. 2. Зависимость расхода смазки (а) и объема израсходованной смазки (б) от величины сужения зазора, параметра β и высоты его входного сечения h_0 : а — $\beta = 1$ (1), 4 (2), 10 (3); б — $h_0 = 10^{-6}$ (1), 10^{-5} (2), $2 \cdot 10^{-5}$ м (3).

Видно, что для сужающихся зазоров с увеличением наклона k расход уменьшается, а для расширяющихся зазоров растет.

Условие появления отрицательных скоростей в выходном сечении зазора принимает вид

$$A < -(1 - k)/3(1 + k), \quad (17A)$$

и во входном сечении

$$A < -(1 + 2k)/3(1 + k)^2. \quad (17B)$$

Отсюда для толщины пленки, остающейся на поверхности рельса, получим

$$h_{res} = \frac{1}{2+k} + A \frac{1+k}{2+k}, \quad \text{если } A > -\frac{1-k}{3(1+k)}$$

и

$$h_{rex} = (1+k) \frac{9 \left(\frac{k}{2+k} - 2A \frac{1+k}{2+k} \right) - 1}{54 \left(\frac{k}{2+k} - 2A \frac{1+k}{2+k} \right)^2}, \quad \text{если } A < -\frac{1-k}{3(1+k)}.$$

Из (16), (17) видно, что в сужающихся зазорах увеличение наклона препятствует возникновению отрицательных скоростей на выходе из зазора, а для расширяющихся зазоров — на входе в зазор. В то же время для сужающихся зазоров отрицательные скорости вблизи входного

сечения зазора могут возникнуть и при положительных значениях A , если $k < -0.5$. С другой стороны, в случае расширяющихся зазоров аналитическая модель вообще не дает отрицательных скоростей, в то время как в численном решении (которое рассматривается ниже) такие скорости появляются.

В частном случае канала постоянного сечения будем иметь

$$Q = 1 + A, \quad h_{res} = \frac{1+A}{2}, \quad \text{если } A > -\frac{1}{3}$$

и

$$h_{res} = -\frac{9A+1}{54A^2}, \quad \text{если } A < -\frac{1}{3}. \quad (18)$$

Очевидно, что толщину пленки, остающейся на рельсе, желательно иметь как можно меньше. Из (18) видно, что если $A \rightarrow -\infty$, то h_{res} стремится к нулю. Таким образом, как будто бы имеется принципиальная возможность сделать толщину остающейся пленки сколь угодно малой. Однако этот вывод нуждается в дополнительной проверке и уточнении, так как был сделан на основе весьма приближенной модели.

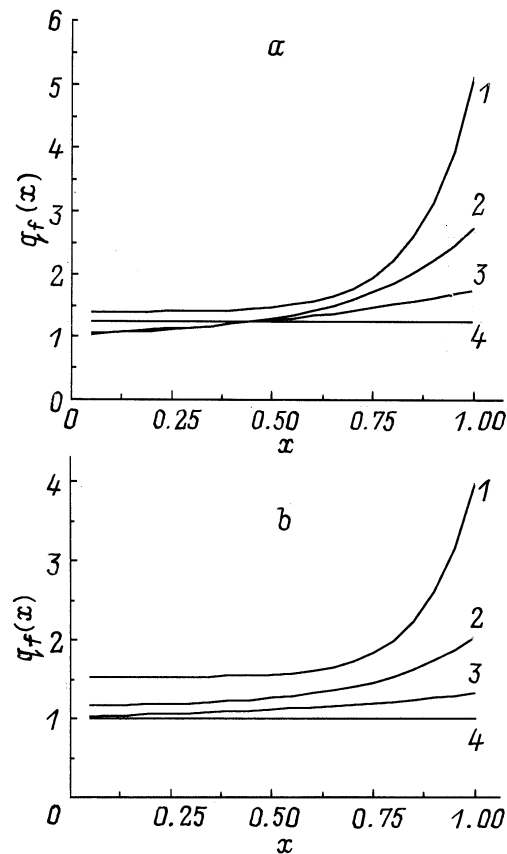


Рис. 3. Распределение вязкой диссипации по длине зазора: $\beta = 1$ (а), 10 (б); $k = -0.6$ (1), -0.4 (2), -0.2 (3), 0.0 (4).

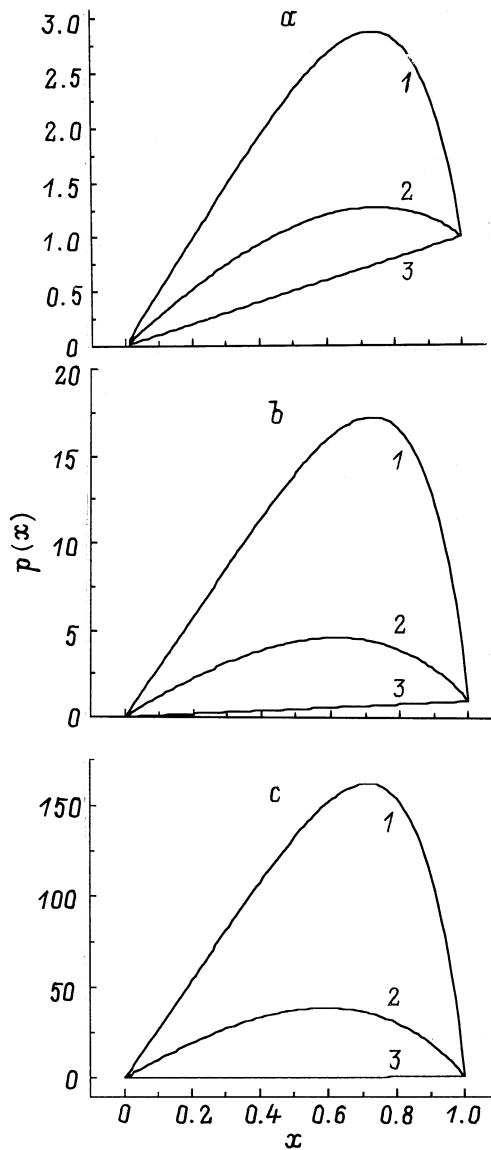


Рис. 4. Распределение давления вдоль сужающегося зазора для различных сужений и значений параметра $\beta = 1$ (a), 10 (b), 100 (c); $k = -0.6$ (1), -0.3 (2), 0.0 (3).

И наконец, для объем израсходованной смазки получаем выражение

$$V = \frac{h_0 L}{2} \frac{2(1+k)}{2+k} \left(1 + (1+k) \frac{\sqrt{2}}{6} \left(\frac{l_f \gamma}{l_{\text{eff}} \gamma_s} - 1 \right) \right) \times \frac{(1 - p_{\Sigma}(0))^{1/2}}{G(1)} \frac{h_0^2}{l_f \mu} \left(p_M \gamma_s \frac{l_{\text{eff}}}{L} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

С точки зрения лучшего захвата смазки в зазор между арматурой и рельсом желательнее использовать сужающиеся зазоры. На рис. 2 для алюминиевого поршня и смазки из жидкого индия представлены зависимости расхода смазки и объема израсходованной смазки от

величины сужения зазора. Видно, что с увеличением сужения зазора расход уменьшается. При этом если сужения зазора невелики $|k| < 0.5$, то для $\beta > 1$ безразмерный расход мало отличается от единицы. Объем израсходованной смазки при малых толщинах пленки (порядка нескольких микрон) определяется в основном первым слагаемым в больших скобках в выражении (19), т. е. прямо пропорционален толщине пленки и практически не зависит от параметров ускорения. С увеличением толщины пленки роль второго слагаемого быстро возрастает и при малых сужениях зависимость V от толщины зазора приближается к кубической. На рис. 3 представлено распределение вязкой диссипации по длине зазора для различных значений k и β . Можно опять видеть, что при $\beta > 1$ и $|k| \leq 0.5$ всюду, кроме непосредственной близости к точке $x = 1$, безразмерная вязкая диссипация достаточно хорошо аппроксимируется выражением $q_f = 1/h$ или в размерном виде $q_f = \mu U^2/h$.

Как уже указывалось выше, давление в зазоре складывается из гидродинамического и магнитного. При этом, поскольку благодаря скоростному скин-эффекту магнитное поле сконцентрировано в узкой окрестности вблизи точки $x = 1$, суммарное давление в зазоре оказывается равным гидродинамическому всюду, кроме этой окрестности. В результате даже слой смазки постоянной толщины оказывается способным выдерживать значительные

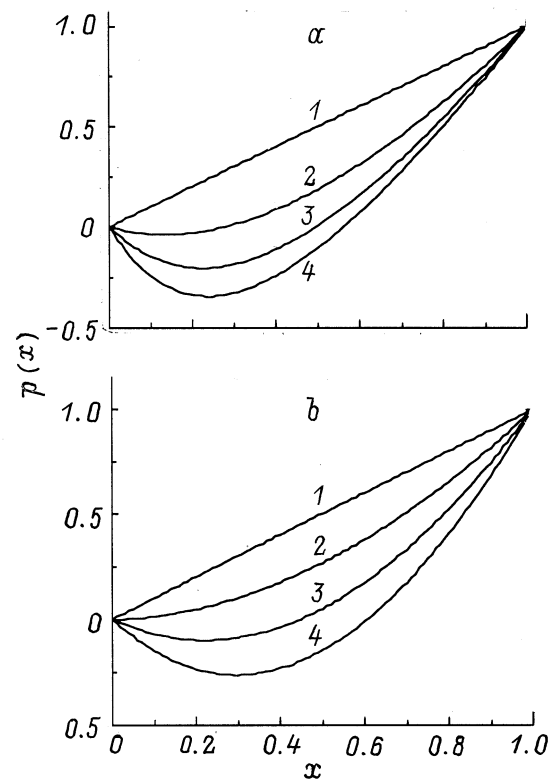


Рис. 5. Распределение давления вдоль расширяющегося зазора для различных расширений и значений $\beta = 1$ (a), 10 (b); a — $k = 0.0$ (1), 0.3 (2), 0.6 (3), 0.9 (4); b — $k = 0.0$ (1), 0.03 (2), 0.06 (3), 0.09 (4).

нагрузки, в то время как в случае обычной гидродинамической смазки подобный слой несущей способностью не обладает. Распределения суммарного давления по длине зазора представлены на рис. 4, 5. Рис. 4 показывает, что при $\beta > 1$ даже в случае достаточно умеренных сужений давление внутри сужающегося зазора достигает больших значений, существенно превосходящих не только магнитное давление, приложенное к ускоряемому телу, но и прочность конструкционных материалов. Это означает, что в подобных случаях режим гидродинамической смазки, по-видимому, не реализуется и возникает либо граничная смазка, либо упругогидродинамическая. На рис. 5 показано распределение давления в расширяющихся зазорах. В этом случае картина оказывается противоположной и даже при достаточно малых расширениях давление в пленке становится отрицательным, когда $\beta > 1$. Это означает, во-первых, что в пленке могут возникнуть кавитационные явления, а во-вторых, что рассматриваемая модель, по-видимому, не применима при таких расширениях зазора.

Численное решение задачи (1)

При выводе аналитического решения использовалось допущение, что в уравнении (1) конвективные члены малы и ими можно пренебречь. Однако при наличии резкого сужения или расширения зазора указанные члены могут стать весьма существенными. Перейдем в (1) к новой переменной $\eta = z/h(x, t)$. Тогда, используя безразмерные переменные (8), будем иметь

$$\alpha \cdot \left(u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left(h \int_0^\eta u d\eta \right) \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) = \frac{\beta}{h^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} - \frac{\partial p_\Sigma}{\partial x} + 2\sigma\beta, \quad (20)$$

при $\eta = 0$ $u = 1$, при $\eta = 1$ $u = 0$,

при $x = 0$ $p_\Sigma = p_m/p_M$, при $x = 1$ $p_\Sigma = 1$, (21)

где $\alpha = \gamma U^2/p_M$.

Кроме условий (21) решение уравнения (20) должно подчиняться условию постоянства расхода, т.е. $\int_0^1 u d\eta = Q$. Последнее условие использовалось для вычисления градиента суммарного давления на каждом шаге интегрирования по x . На входе в зазор профиль скорости считался параболическим и вычислялся по формуле (10). Значение $\partial p_\Sigma/\partial x$ на входе в зазор в начале расчета задавалось произвольно (например, вычислялось по аналитической формуле, полученной при решении уравнения, в котором пренебрегли конвективными членами). После того как координата x достигала правой границы, давление в этой точке сравнивалось с граничным условием $p = p_M$ и находилось новое значение

$\partial p_\Sigma/\partial x$ на входе в зазор, вычислялся заново начальный профиль скорости, который по-прежнему считался параболическим, и процесс вычислений повторялся до тех пор, пока граничное условие $p = p_M$ при $x = 1$ не удовлетворялось с заданной степенью точности.

Уравнение (20) является уравнением параболического типа. Поэтому рассматриваемая задача является хорошо обусловленной до тех пор, пока скорость u остается положительной. Последнее будет нарушаться при возникновении в зазоре столь значительных положительных градиентов давления, что они будут вызывать возвратное течение, в котором скорость движения смазки оказывается больше скорости тела. В этом случае граничных условий на входе в зазор оказывается недостаточно и необходимо использовать граничное условие для скорости на выходе из зазора.

Из уравнения (20) видно, что роль конвективных членов существенно зависит от величины параметра α . Как правило, $\alpha \gg 1$ вследствие высоких скоростей движения арматуры в рельсотроне. Поэтому можно ожидать заметного влияния конвективных членов. На рис. 6 показаны распределения давления в линейно сужающихся и расширяющихся зазорах, полученные численно и с помощью аналитического решения для значения α , которое соответствует скоростям порядка 2–3 км/с и

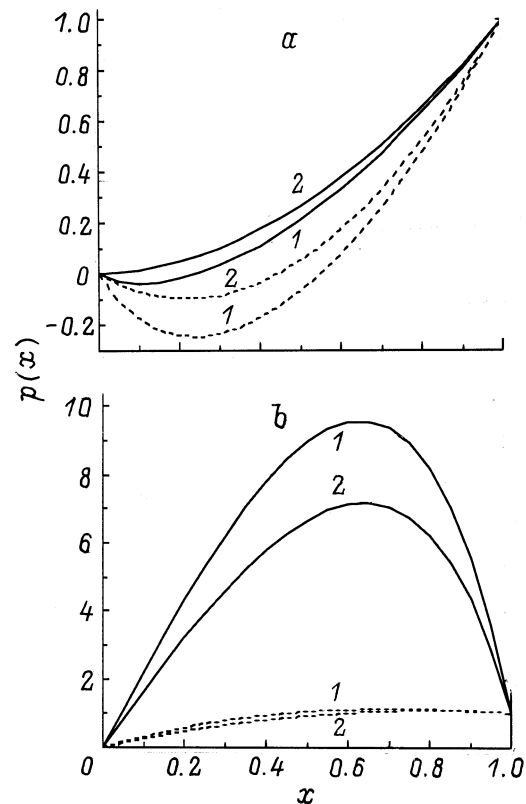


Рис. 6. Распределение давления вдоль расширяющегося (а) и сужающегося (б) зазоров: 1 — численное решение, 2 — аналитическое; $\beta = 10$, $\alpha = 216$; а — $k = 0.03$ (сплошная кривая), 0.06 (пунктир); б — $k = -0.4$ (сплошная кривая), -0.5 (пунктир).

давлениям 100–300 МПа. Видно, что конвективные ускорения уменьшают давление в расширяющихся зазорах и увеличивают его в сужающихся зазорах. При этом роль конвективных членов возрастает с уменьшением β и увеличением k . Из-за возникновения возвратных течений численные решения удастся получить в существенно более узкой области параметров задачи, чем аналитические.

Заключение

Проведенные расчеты позволили выяснить ряд особенностей движения электропроводящей смазки в зазоре между рельсом и ускоряемым телом. Полученные результаты применимы к достаточно тонким пленкам при относительно небольших сужениях или расширениях зазора. По-видимому, из-за больших скоростей движения арматуры такие пленки едва ли способны обеспечить режим чисто гидродинамической смазки и предотвратить непосредственный контакт между поверхностями рельса и арматуры. В этом случае мы будем, по всей видимости, иметь дело с упругогидродинамическим режимом смазки. В случае использования значительно более толстых пленок течение смазки в зазоре становится существенно нестационарным, а возможно, и турбулентным и выяснение его закономерностей требует проведения дальнейших исследований. За пределами исследований осталась также такая интересная и важная задача, как влияние смазки на процесс вымывания расплава из зазора между рельсом и арматурой при расплавлении последней под действием джоулева нагрева. Указанная проблема имеет непосредственное отношение к явлению образования волны плавления и переходу от металлического контакта протекания тока к дуговому. Изучение этой проблемы в рамках квазистационарной модели не представляется возможным. Более того, численное исследование данной проблемы требует использования полных уравнений Навье-Стокса, учета свободной поверхности пленки позади арматуры и корректного описания течения смазки в окрестности линии контакта трех фаз.

Авторы выражают признательность Э.М. Дробышевскому за предложение темы исследования и полезные обсуждения в процессе выполнения данной работы.

Работа выполнена при частичной поддержке DERA (контракт № SMC/4C2061).

Список литературы

- [1] Дробышевский Э.М., Колесникова Э.Н., Юферев В.С. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 7. С. 103–111.
- [2] Wilson W.R.D. // ASME J. Lubrication Techn. 1976. Vol. 98. N 1. P. 22–26.
- [3] Стиффлер А.К. // Проблемы трения. 1984. Т. 106. № 3. С. 96–100.
- [4] Бежан А. // Современное машиностроение. Сер. А. 1989. № 9. С. 1–9.
- [5] Пушкарев О.Е., Капустенко Г.Г. // Трение и износ. 1992. Т. 13. № 4. С. 611–616.
- [6] Балакин В.А., Переверзева О.В. // Трение и износ. 1995. Т. 16. № 3. С. 438–446.
- [7] Мур Д. Основы и применения трибоника. М.: Мир, 1978. С. 487.
- [8] Базилевский В.П., Заятдинов Р.М., Кареев Ю.А. // Материалы II Всесоюз. семинара по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле. Новосибирск, 1991. С. 285–303.
- [9] Uryukov B.A., Lebedev A.D., Milyaev C.C. // IV European Symp. on Electromagnetic Launch Technology. Gelle (Germany), 1993. Paper N P1511.
- [10] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. С. 441.
- [11] Tichy J.A., Chen S.-H. // ASME J. Tribology. 1985. Vol. 107. P. 32–38.
- [12] Reynolds O. // Trans Roy. Soc. Pt 1. 1886. Vol. 177. P. 157.