

УДК 621.891

П. П. Кужир, канд. техн. наук, доц., П. Г. Кужир, канд. физ.-мат. наук, доц.,
Г. И. Гульков, канд. техн. наук, доц., А. Л. Руденя

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦЫ СМАЗОЧНОГО СЛОЯ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ПОДШИПНИКА

В данной работе представлены результаты теоретического исследования формы свободной границы магнитоожидкостного опорного подшипника скольжения в условиях действия магнитного поля и статической нагрузки. Разработана математическая модель, приведен метод решения, определены форма свободной границы смазочного слоя и распределение давления в объеме смазочного слоя.

Введение

Магнитоожидкостные подшипники скольжения находят широкое применение в прецизионной технике: шпиндели жестких дисков компьютеров, сканеры, гироскопы ориентационных систем миниспутников и т. п. Они сочетают в себе преимущества гидродинамических подшипников (большая жесткость, хорошее демпфирование вибраций на высоких скоростях, низкий уровень шума) и способность к самоуплотнению магнитоожидкостной смазки. Магнитная жидкость, представляющая собой высокоустойчивый коллоидный раствор магнитных наночастиц в смазочной жидкости [1], удерживается в зазоре подшипника магнитным полем.

В последние годы исследованию магнитоожидкостных подшипников уделяется большое внимание [2–9].

Обычно при рассмотрении процессов, происходящих в смазочном слое, рассматривается идеализированная модель подшипника (рис. 1, а), в которой смазочный слой заполняет весь зазор подшипника и имеет прямые и фиксированные границы. В действительности смазочный слой заполняет не весь зазор, а удерживается в центральной части подшипника, принимая неправильную форму (рис. 1, б). Если давление в смазочном слое превысит допустимое, то свободные границы слоя достигнут торцов подшипника и смазка начнет вытекать наружу.

Форма свободной границы немагнитного смазочного слоя опорных подшипников скольжения рассмотрена в [10–12].

Математическая модель магнитоожидкостного опорного подшипника скольжения

Рассмотрим опорный подшипник скольжения с магнитоожидкостной смазкой, находящийся под действием внешней статической нагрузки. Поперечное сечение подшипника представлено на рис. 2. Проекция смазочного слоя на поверхность вала с координатами (θ, z) схематично представлена на рис. 3.

При разработке математической модели магнитоожидкостного опорного подшипника скольжения принимаются следующие допущения.

1. Соосность вала и обечайки в процессе работы подшипника не нарушается, при этом толщина смазочного слоя h зависит только от полярной координаты, т. е.

$$h = h(\theta) = C + e \cdot \cos(\theta), \quad (1)$$

где C – зазор подшипника; e – эксцентриситет; θ – полярный угол.

2. Динамические усилия и вызываемые ими колебания системы «ротор-подшипник» отсутствуют, что позволяет считать

$$\frac{\partial h}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0,$$

где ξ – функция, описывающая форму свободной границы.

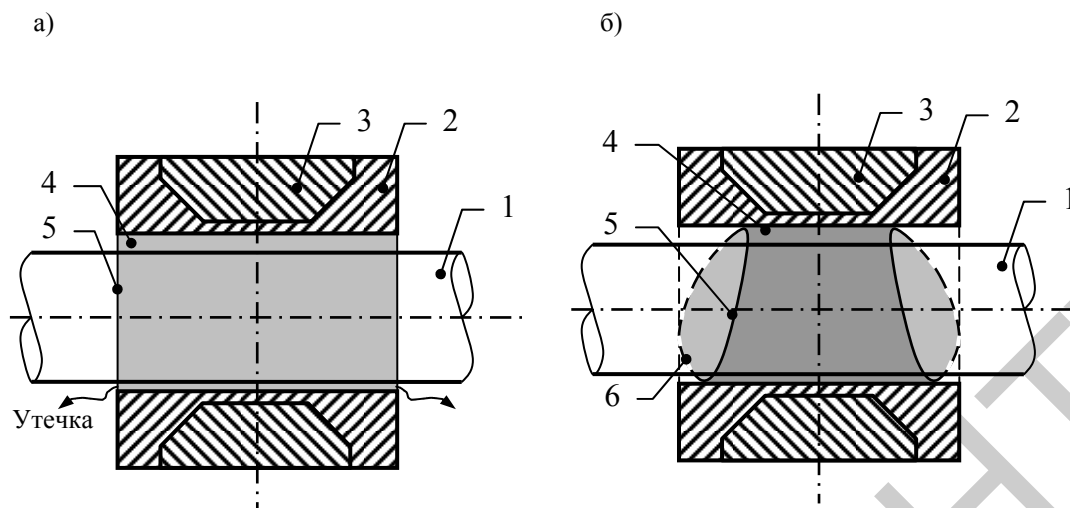


Рис. 1. Схематичное изображение магнитожидкостного подшипника с фиксированной границей смазочного слоя (а) и со свободной границей (б): 1 – вал; 2 – немагнитная обечайка подшипника; 3 – постоянный магнит; 4 – магнитная жидкость; 5 – боковая граница смазочного слоя (передняя); 6 – боковая граница смазочного слоя (задняя)

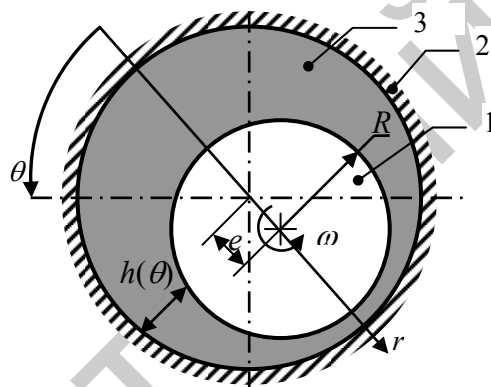


Рис. 2. Поперечное сечение подшипника. Полярный угол θ отсчитывается от точки минимума толщины смазочного слоя против часовой стрелки: 1 – вал; 2 – немагнитная обечайка подшипника; 3 – смазка

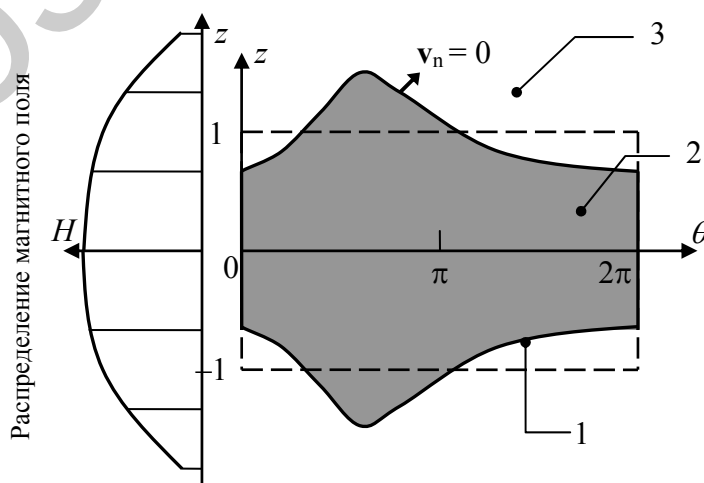


Рис. 3. Проекция смазочного слоя на поверхность вала: 1 – свободная граница; 2 – смазочный слой; 3 – окружающая среда

3. Течение в смазочном слое считается ламинарным, что позволяет пренебречь инерционными членами в уравнении Рейнольдса. Причем, число Рейнольдса

$$Re = (\omega R \cdot C / \nu) < 2000$$

и число Тэйлора

$$Ta = Re \cdot (C/R)^2 < 1,7,$$

где ω – угловая скорость вращения вала; R – радиус вала; ν – кинематическая вязкость магнитной жидкости.

4. Магнитная жидкость является ньютоновской текучей средой с вязкостью, не зависящей от магнитного поля, что, как правило, справедливо для магнитных жидкостей на основе масел с низким молекулярным весом.

5. Термические эффекты не учитываются, поэтому вязкость и плотность магнитной жидкости считаются постоянными в каждой точке смазочного слоя, что оправдано для магнитных жидкостей с высоким индексом вязкости при низкой и средней скоростях вращения вала.

6. Источником магнитного поля является постоянный магнит, создающий напряженность магнитного поля с параболическим распределением по оси вала z (см. рис. 3).

$$H(z) = H_0(1 - az^2), \quad (2)$$

где H_0 – напряженность магнитного поля на центральной окружности смазочного слоя $z = 0$; a – численный коэффициент.

Напряженность магнитного поля обладает осевой симметрией и постоянна по толщине на любой окружности смазочного слоя.

7. Магнитная жидкость однородно намагничена во всем смазочном слое до намагниченности M , равной намагниченности насыщения M_s при $H \gg M_s \sim 5 \cdot 10^4$ А/м. При этом выражение для магнитного давления в магнитной жидкости описывается выражением [1]

$$\mu_0 \int M dH = \mu_0 M_s H.$$

8. Капиллярный и магнитный скачки давления, а также нормальные вязкие напряжения на свободной границе смазочного слоя не учитываются, что позволяет считать давление $p(\theta, \xi(\theta))$ в смазочном слое у свободной границы равным атмосферному давлению p_0 , т. е.

$$p(\theta, \xi(\theta)) = p_0. \quad (3)$$

9. Кавитационная полость определяется упрощенно как область смазочного слоя, в которой давление p ниже давления кавитации p_{cav} , причем давление в кавитационной полости принимается равным давлению кавитации:

$$p \equiv \begin{cases} p, & \text{если } p > p_{cav}; \\ p_{cav}, & \text{если } p \leq p_{cav}. \end{cases} \quad (4)$$

10. Свободные границы смазочного слоя в процессе функционирования подшипника остаются неподвижными, что обеспечивается при выполнении двух условий: составляющая скорости нормальная к свободной границе равна нулю, объем смазочного слоя постоянен.

Выполнение условия равенства нулю нормальной составляющей скорости v_n к свободной границе смазочного слоя определяется уравнением

$$v_z = \frac{v_\theta}{R} \cdot \frac{d\xi}{d\theta}. \quad (5)$$

В уравнении (5) осевая v_z и азимутальная v_θ компоненты скорости на свободной границе смазочного слоя определяются по формулам:

$$v_z = -\frac{h^2}{12\eta} \left(\frac{\partial p}{\partial z} - \mu_0 M \frac{dH}{dz} \right) \Bigg|_{z=\xi(\theta)}; \quad (6)$$

$$v_\theta = \left(-\frac{h^2}{12\eta} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\omega R}{2} \right) \Bigg|_{z=\xi(\theta)}. \quad (7)$$

Условие сохранения объема смазочного слоя записывается следующим образом:

$$\int_0^{2\pi} \xi \cdot h \cdot R d\theta = \pi RCL, \quad (8)$$

где L – длина подшипника.

С учетом вышеприведенных допущений, уравнение Рейнольдса для распределения давления $p(\theta, z)$ имеет следующий вид [10]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \\ = \frac{\omega}{2} \frac{dh}{d\theta} + \frac{d}{dz} \left(\frac{h^3}{12\eta} \mu_0 M \frac{dH}{dz} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где η – динамическая вязкость магнитной жидкости.

Уравнения (1)–(9) необходимо дополнить двумя граничными условиями:

– условием периодичности

$$p(\theta, z) = p(\theta + 2\pi, z); \quad (10)$$

– условием симметрии смазочного слоя относительно центрального поперечного сечения подшипника

$$\left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{\theta, z=0} = 0. \quad (11)$$

Система уравнений (1)–(11) представляет собой математическую модель магнитоожидкостного опорного подшипника скольжения.

Систему уравнений целесообразно решать в безразмерном виде. Введем следующие масштабы обезразмеривания: $[p] = \eta \omega R^2 / C^2$ – для давления, $[h] = C$ – для толщины смазочного слоя, $[H] = H_0$ – для напряженности магнитного поля, $[z] = L / 2$ – для осевой координаты и свободной границы $\xi(\theta)$. Исключим из уравнений (5) и (7) слагаемые, содержащие магнитное поле, путем введения приведенного давления P :

$$P = p - \mu_0 M_s H, \quad (12)$$

или в безразмерном виде

$$P = p - A \cdot H, \quad (13)$$

где A – безразмерный параметр, характеризующий отношение магнитных сил к гидродинамическим, $A = \frac{\mu_0 M_s H_0}{\eta \omega R^2 / C^2}$.

В уравнении (13) $H = 1 - az^2$ – безразмерная напряженность магнитного поля с масштабом обезразмеривания H_0 .

Подставив уравнения (7), (8) в уравнение (5) с учетом масштабов обезразмеривания, получим систему уравнений в безразмерном виде:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\lambda^2} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 6 \frac{dh}{d\theta}; \quad (14)$$

$$h = 1 + \varepsilon \cdot \cos(\theta); \quad (15)$$

$$P(\theta, z) = P(\theta + 2\pi, z); \quad (16)$$

$$P(\theta, \xi(\theta)) = \pi_0 - A \cdot H(\xi); \quad (17)$$

$$\left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{\theta, z=0} = 0; \quad (18)$$

$$\frac{1}{\lambda^2} \cdot h^2 \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{z=\xi(\theta)} - \left(h^2 \frac{\partial P}{\partial \theta} \Big|_{z=\xi(\theta)} - 6 \right) \cdot \frac{d\xi}{d\theta} = 0; \quad (19)$$

$$\int_0^{2\pi} \xi \cdot h d\theta = 2\pi, \quad (20)$$

где $\lambda = L / (2R)$; ε – безразмерный эксцентриситет, $\varepsilon = e / C$; π_0 – безразмерное

атмосферное давление, $\pi_0 = \frac{P_0}{\eta \omega R^2 / C^2}$.

Систему уравнений (14)–(20) решаем методом разложения по малому параметру, эксцентриситету ε с точностью до членов второго порядка по ε . Решение для безразмерного поля давлений $P(\theta, z)$ и для свободной границы $\xi(\theta)$ представляется в виде

$$P = P_0 + \varepsilon \cdot P_1 + \varepsilon^2 \cdot P_2 + O(\varepsilon^3); \quad (21)$$

$$\xi = 1 + \varepsilon \cdot \xi_1 + \varepsilon^2 \cdot \xi_2 + O(\varepsilon^3), \quad (22)$$

где P_i и ξ_i , $i = 0, 1, 2$ – решения i -го порядка для давления и для свободной границы соответственно.

Функции $H(\xi)$, $P(\theta, \xi)$ и $\frac{\partial P}{\partial \theta}$, $\frac{\partial P}{\partial z}$, взятые на свободной границе, также раскладываются в ряд Тэйлора по ε с точностью до членов второго порядка. Затем, проводя необходимые подстановки и перегруппировывая слагаемые при ε^0 , ε^1 и ε^2 , приходим к трем системам дифференциальных уравнений относительно (P_0, ξ_0) , (P_1, ξ_1) и (P_2, ξ_2) . Каждое из этих уравнений решается аналитически путем разложения периодических функций P_i , ξ_i , $i = 0, 1, 2$, в ряд Фурье по θ .

Результаты решения

Решение системы уравнений (14)–(20) имеет вид:

$$P_1 = \left[6 - (6 + A_1 \psi_1) \frac{ch(\lambda z)}{ch(\lambda)} \right] \times \\ \times \sin(\theta) - A_1 \phi_1 \frac{ch(\lambda z)}{ch(\lambda)} \cdot \cos(\theta); \quad (23)$$

$$\xi_1 = \phi_1 \cdot \cos(\theta) + \psi_1 \cdot \sin(\theta); \quad (24)$$

$$P_2 = \left[\frac{3}{2} A_1 \phi_1 \left(\frac{ch(\lambda z)}{ch(\lambda)} - 1 \right) + D_0 \right] + \\ + \left[\frac{1}{2} A_1 \phi_1 \frac{ch(\lambda z)}{ch(\lambda)} + D_1 \frac{ch(2\lambda z)}{ch(2\lambda)} \right] \times \\ \times \cos(2\theta) + \left[-\frac{9}{2} + \left(3 + \frac{1}{2} A_1 \psi_1 \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{ch(\lambda z)}{ch(\lambda)} + D_2 \frac{ch(2\lambda z)}{ch(2\lambda)} \right] \cdot \sin(2\theta); \quad (25)$$

$$\xi_2 = -\frac{\phi_1}{2} + \phi_2 \cdot \cos(2\theta) + \psi_2 \cdot \sin(2\theta), \quad (26)$$

где $A_1 \equiv A \cdot h_1$, $A_2 \equiv A \cdot h_2$, а коэффициенты ϕ_1 , ϕ_2 , ψ_1 , ψ_2 , D_0 , D_1 и D_2 являются функциями параметра λ и параметров A_1 и A_2 .

$$\phi_1 = -\frac{\frac{th(\lambda)}{\lambda}}{\left(\frac{A_1}{6} \frac{th(\lambda)}{\lambda} \right)^2 + 1}; \quad \phi_2 = \frac{\phi_{20} + \phi_{21} \psi_{20}}{1 - \phi_{21} \psi_{21}};$$

$$\psi_1 = -\frac{\frac{A_1}{6} \left(\frac{th(\lambda)}{\lambda} \right)^2}{\left(\frac{A_1}{6} \frac{th(\lambda)}{\lambda} \right)^2 + 1}; \quad \psi_2 = \frac{\psi_{20} + \psi_{21} \phi_{20}}{1 - \phi_{21} \psi_{21}};$$

$$\phi_{20} = -\frac{A_1 \psi_1}{24} \frac{th(\lambda)}{\lambda} - \frac{A_1 \phi_1 \psi_1}{6} - \\ - \frac{A_2 \phi_1 \psi_1}{6} \frac{th(2\lambda)}{\lambda} + \frac{1}{4} \frac{th(2\lambda)}{\lambda} - \\ - \frac{A_1 \psi_1}{12} \frac{th(2\lambda)}{\lambda} + \frac{1}{2} th(\lambda) th(2\lambda) \phi_1 + \\ + \frac{A_1}{6} th(\lambda) th(2\lambda) \phi_1 \psi_1 - \frac{1}{4} \phi_1 - \frac{1}{4} \frac{th(\lambda)}{\lambda};$$

$$\phi_{21} = -\frac{A_1}{6} \frac{th(2\lambda)}{\lambda};$$

$$\psi_{20} = \frac{A_1}{12} (\phi_1^2 - \psi_1^2) + \frac{A_2}{12} (\phi_1^2 - \psi_1^2) \times \\ \times \frac{th(2\lambda)}{\lambda} + \frac{A_1 \phi_1}{12} \cdot \frac{th(2\lambda)}{\lambda} + \frac{1}{2} th(\lambda) \times \\ \times th(2\lambda) \psi_1 - \frac{A_1}{12} th(\lambda) th(2\lambda) \cdot (\phi_1^2 - \psi_1^2);$$

$$\psi_{21} = \frac{A_1}{6} \frac{th(2\lambda)}{\lambda};$$

$$D_0 = -\frac{A_2}{2} (\phi_1^2 + \psi_1^2) + 3\lambda th(\lambda) \psi_1 + \\ + \frac{A_1}{2} \lambda th(\lambda) \cdot (\phi_1^2 + \psi_1^2) + \frac{A_1}{2} \phi_1;$$

$$D_1 = -\frac{A_2}{2}(\varphi_1^2 - \psi_1^2) - 3\lambda th(\lambda)\psi_1 + \\ + \frac{A_1}{2}\lambda th(\lambda) \cdot (\varphi_1^2 - \psi_1^2) - \frac{A_1}{2}\varphi_1 - A_1\varphi_2;$$

$$D_2 = -A_2\varphi_1\psi_1 + \frac{3}{2} + 3\lambda th(\lambda)\varphi_1 + \\ + A_1\lambda th(\lambda) \cdot \varphi_1\psi_1 - \frac{A_1}{2}\psi_1 - A_1\psi_2;$$

$$\theta_0 = \pi + \arctg\left(\frac{\psi_1}{\varphi_1}\right);$$

$$A_1 \equiv A \cdot h_1 = A \cdot \frac{dH}{dz}(1) = -2A \cdot a;$$

$$A_2 \equiv A \cdot h_2 = A \cdot \frac{1}{2} \frac{d^2 H}{dz^2}(1) = -A \cdot a.$$

Безразмерное приведенное давление P и свободная граница $\xi(\theta)$ смазочного слоя определяются подстановкой решений (23)–(26) в уравнения (21) и (22). Суммарное безразмерное давление p находится добавлением магнитного давления $A \cdot H(z)$ к приведенному P :

$$p = \pi_0 + A[H(z) - H(1)] + \\ + \varepsilon \cdot P_1 + \varepsilon^2 \cdot P_2. \quad (27)$$

После расчета суммарного давления отсекаем решения, соответствующие кавитационной области, согласно условию (4). Отметим, что в нашем решении граничное условие (3), устанавливающее атмосферное давление на свободной границе, удовлетворено лишь с точностью до членов второго порядка по ε . Это означает, что в решении давление на свободной границе не в точности равно атмосферному, а колеблется вокруг него, принимая значения третьего порядка малости: $p(\theta, \xi(\theta)) = p_0 + O(\varepsilon^3)$.

Рассчитанная форма свободной границы $\xi(\theta)$ показана на рис. 4 для различных

параметров A магнитного поля, параметра $\lambda = 0,5$ и эксцентриситетов $\varepsilon = 0,1$ (рис. 4, а) и $\varepsilon = 0,3$ (рис. 4, б). В отсутствии магнитного поля ($A = 0$) свободная граница имеет колоколообразную форму, симметричную относительно линии $\theta = \pi$. Кривая обладает минимумом в точке максимальной толщины смазочного слоя $\theta = 0$ и максимумом в точке минимальной толщины слоя $\theta = \pi$. С увеличением эксцентриситета смазочный слой растягивается в направлении оси вала, увеличивая вероятность утечки. В присутствии магнитного поля свободная граница теряет свою симметрию относительно линии $\theta = \pi$ и ее максимум смещается в сторону меньших углов θ . Магнитное поле выпрямляет свободную границу и в больших полях ($A = 100$) она стремится к прямой линии $\xi = 1$.

Оценим порядок величины давления в смазочном слое. Возьмем следующие характерные значения физических параметров: вязкость магнитной жидкости $\eta \sim 10^{-2}$ Па·с, угловая скорость вращения вала $\omega \sim 10^1 - 10^3$ рад/с, отношение $R/C \sim 10^2$, величина магнитной индукции в зазоре $\mu_0 H \sim 10^{-1} - 1$ Тл, намагниченность насыщения магнитной жидкости $M_s \sim 10^4 - 10^5$ А/м. Для данных параметров гидродинамическое давление будет порядка $P \sim \eta \omega (R/C)^2 = 10^3 - 10^5$ Па, магнитное давление $\mu_0 M_s H \sim 10^3 - 10^5$ Па того же порядка. Параметр

$$A = \frac{\mu_0 M_s H_0}{\eta \omega R^2 / C^2} \sim 10^2 - 10^2.$$

Для анализа распределения давления в смазочном слое удобно пользоваться относительным давлением $p - p_0$ (давление в безразмерном виде $p - \pi_0$), которое не зависит от атмосферного p_0 . При учете кавитации считается, что давление кавитации лишь немного ниже атмосферного и может быть представлено в виде $p_{cav} = p_0 - \Delta$ (в безразмерном виде $p_{cav} = \pi_0 - \delta$), где $\Delta \sim 10^2$ Па и $\delta = \frac{p_{cav}}{\eta \omega R^2 / C^2} \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ – параметр ка-

витаии. Поэтому относительное давление кавитации есть $p_{cav} - p_0 = -\delta < 0$. Для определенности положим $\delta = 0,05$. Заме-

тим, что выбор данного значения произволен и не влияет на общность полученных выводов.

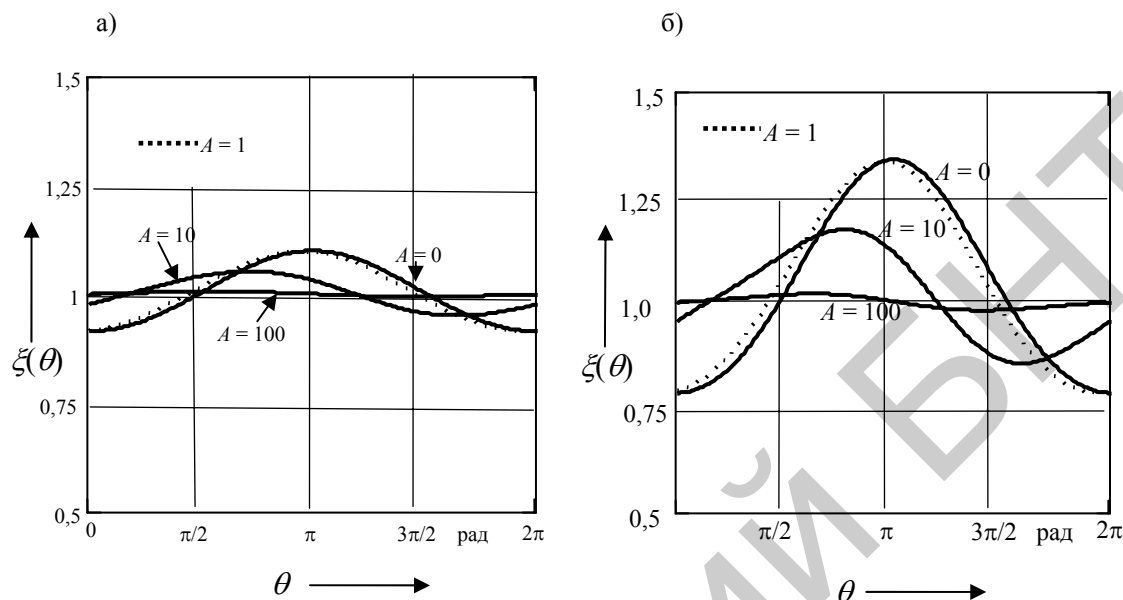


Рис. 4. Форма свободной границы смазочного слоя для различных значений параметра A : а – $\lambda = 0,5$ и $\varepsilon = 0,1$; б – $\varepsilon = 0,3$

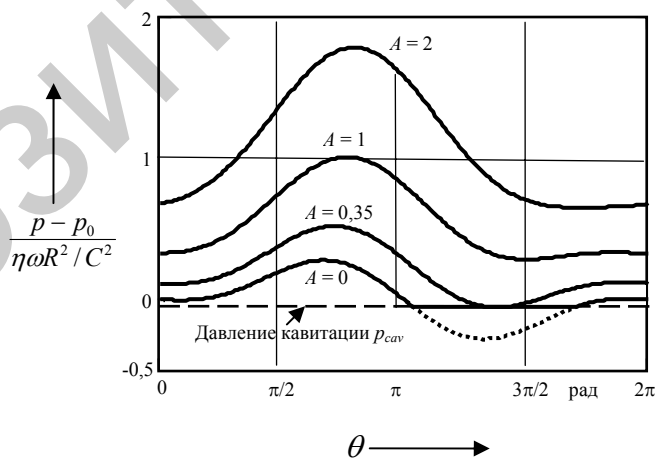


Рис. 5. Распределение безразмерного относительного давления $\frac{p - p_0}{\eta\omega R^2 / C^2}$ в центральном поперечном сечении смазочного слоя для различных значений параметра A и для $\lambda = 0,5$, $\varepsilon = 0,3$

Заключение

Если отношение магнитных сил к гидродинамическим характеризуется параметром $A > 10$, то магнитное поле стремится выпрямить свободные границы смазочного слоя, что препятствует вытеканию смазки наружу.

Если параметр $0,5 < A < 1$, то в каждой точке смазочного слоя достигается давление, выше атмосферного, что исключает кавитацию, а вместе с ней и подсос воздуха снаружи в зазор подшипника. Последнее исключает образование пены в смазочном слое и, таким образом, повышает эффективность работы подшипника.

Магнитное поле эффективно уменьшает кавитационную полость внутри смазочного слоя подшипника и при $A > 0,5$ подача и захват воздуха исключаются, а значит, и уменьшается утечка магнитной смазки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chang, H. S.** A theoretical and experimental study of ferrofluid lubricated four-pocket journal bearings / H. S. Chang, C. O. Chi, P. Z. Zhao // *Magn. Magn. Mater.* – 1987. – Vol. 65. – P. 372–374.
2. **Zhang, Y.** Static characteristics of magnetized journal bearing lubricated with ferrofluid / Y. Zhang // *ASME J. Tribology.* – 1991. – Vol. 113. – P. 533–538.
3. **Chandra, P.** Ferrofluid lubrication of a jour-

nal bearing considering cavitation / P. Chandra, P. Sinha, D. Kumar // *Tribol. Trans.* – 1992. – Vol. 35, № 1. – P. 163–169.

4. **Osman, T. A.** Static and dynamic characteristics of magnetized journal bearings lubricated with ferrofluid / T. A. Osman, G. S. Nada, Y. S. Safa // *Tribology Int.* – 2001. – Vol. 34. – P. 369–380.

5. **Shah, R. C.** Anisotropic permeable porous facing and slip velocity squeeze film in an axially undefined journal bearing with ferrofluid lubricant / R. C. Shah, M. V. Bhat // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – Vol. 279. – P. 224–230.

6. Some design and prototyping issues on a 20krpm HDD spindle motor with a ferro-fluid bearing system / S. X. Chen [etc.] // *IEEE Trans. Magnetics.* – 2001. – Vol. 37, № 2. – P. 805–809.

7. Design of high-speed magnetic fluid bearing spindle motor / Q. Zhang [etc.] // *IEEE Trans. Magnetics.* – 2001. – Vol. 37, № 4. – P. 2647–2650.

8. Transient dynamic analysis of ferro-fluid bearing spindle motor / J. Yang // *Microsystem Technologies.* – 2002. – Vol. 8. – P. 282–288.

9. Frequency characteristics of stiffness and damping effect of a ferrofluid bearing / M. Miwa // *Tribology Letters.* – 2003. – Vol. 15, № 2. – P. 97–105.

10. **Ochonski, W.** The attraction of ferrofluid bearings / W. Ochonski // *Machin. Design.* – 2005. – Vol. 77, № 21. – P. 96–102.

11. **Bootsma, J.** The gas-to-liquid interface of spiral groove bearings and its effect on stability / J. Bootsma // *ASME J. Lubrication Technol. Trans. ASME, Series F.* – 1974. – Vol. 96. – P. 337–345.

12. **Lu, P.** Free boundary of journal bearing with spiral groove in HDD / P. Lu, D. Xiao, G. Zhou // *Int. J. Appl. Mech. Eng.* – 2002. – Vol. 7, № 3. – P. 859–874.

Белорусский национальный технический университет
Материал поступил 18.01.2008

**P. P. Kuzhir, P. G. Kuzhir,
G. I. Gulkov, A. L. Rudenya**
**The delimitation of lubricating layer
boundary of magnetic liquid bearing**

The present article gives the results of the theoretical study of the free boundary shape of magnetic liquid block bearing in the conditions of magnetic field and dead load action. The mathematical model is developed, the free boundary shape of lubricating layer and pressure distribution in lubricating layer volume were determined.