

МЕХАНИКА

УДК 662.215.2

С. К. Асланов, Н. Н. Драгуновский, А. П. Царенко
Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова

ОБ ОДНОМ ОБОБЩЕНИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ
СМАЗКИ

Асланов С. К., Драгуновський М. М., Царенко О. П. Про одне узагальнення гідродинамічної теорії мастила. Гідродинамічну модель течії рідини із змінною в'язкістю в змащувальному зазорі побудовано з урахуванням сформованих тонких пристінних рідиннокристалічних шарів. Залежність коефіцієнту в'язкості від місцевої швидкості зсувної деформації та відстані до металевій поверхні забезпечує його суттєве збільшення у пристінних шарах. Побудована теорія дозволила у відповідності до експериментальних вимірів розраховувати товщину цих шарів змащення і міру упорядкованості їх структури.

Ключові слова: гідродинамічна теорія, мастило.

Асланов С. К., Драгуновский Н. Н., Царенко А. П. Об одном обобщении гидродинамической теории смазки. Гидродинамическая модель течения жидкости переменной вязкости в смазочном зазоре построена с учетом сформированных тонких пристенных жидкокристаллических слоев. Зависимость коэффициента вязкости от местной скорости сдвиговой деформации и расстояния до металлической поверхности обеспечивает его принципиальное увеличение в пристенных слоях. Построенная теория позволила в согласии с экспериментальными измерениями рассчитать толщину этих слоев смазки и меру упорядоченности их структуры.

Ключевые слова: гидродинамическая теория, смазка.

Aslanov S. K., Dragunovsky N. N., Tsarenko A. P. The generalization of the hydrodynamic theory of lubrication. Hydrodynamical model of the variable viscous fluid flow into a lubricating clearance with regard to formed thin wall-adjacent liquid-crystalline layers was constructed. The dependence for viscosity coefficient of local rate shear deformation and the distance up to metal surface is guaranteeing the principally viscosity increase of wall-adjacent layers. The constructed theory is making possible in accord experimental dimensions to calculate the thickness those lubricant layers and the degree ordering of the structure.

Key words: hydrodynamic theory, lubrication.

ВВЕДЕНИЕ. Наиболее распространенным видом взаимодействия трущихся поверхностей являются режимы смазывания, в которых действуют значительные тангенциальные напряжения. Основной износ поверхностей наблюдается при малых относительных скоростях их перемещений. В ряде практических трибоузлов реализуется квазистационарное граничное трение. Многокомпонентные смазочные смеси (синтетические жидкости, минеральные масла) способны образовывать полимолекулярные ориентационно-упорядоченные пристенные слои. Они являются по существу особой квазиджидкокристаллической фазой [1, 2]. Формирование таких структурно-неоднородных слоев в тонких прослойках смазочных

жидкостей изменяет их свойства и определяет противоизносные характеристики смазки и долговечность узлов трения. Толщина и упорядоченность этих приповерхностных слоев зависят от интенсивности анизотропного межмолекулярного взаимодействия жидкости и материала твердой (металлической) подложки, а тип ориентации — от микрорельефа поверхности. Учет влияния этих сверхтонких структурированных слоев позволяет углубить понимание процессов смазывания высоконагруженных узлов трения и установить повышенную вязкость в случаях гомеотропной ориентации на границе раздела твердой и жидкой фазы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. Простейшее теоретическое объяснение указанных эффектов предлагается ниже построить на базе обобщения гидродинамической теории смазки. С этой целью рассматривается установившееся течение жидкой среды в узком (смазочном) зазоре толщины D между коаксиальными цилиндрами с характерной величиной радиуса R . Внутренний цилиндр (шип) считается неподвижным, а внешний (подшипник), вращаясь с угловой скоростью ω , служит причиной установления потока между цилиндрическими поверхностями. Относительная малость величины зазора, когда выполняется сильное неравенство ($D/R \ll 1$), позволяет локально пренебречь кривизной течения между цилиндрами. Поэтому естественно применить в качестве асимптотического представления рассматриваемой проблемы модель плоского течения вязкой жидкости между параллельными стенками, одна из которых неподвижна, а вторая движется со скоростью $V_* = \omega R$, т. е. воспользоваться моделью плоского сдвигового течения Куэтта.

Система координат связывается с неподвижной стенкой, вдоль которой направлена ось x , ось y — поперек потока. Рассматриваемое течение предполагается состоящим из трех областей: интервала "3" ($\delta \leq y \leq D - \delta$) центрального изотропного вязкого течения (с постоянным коэффициентом $\mu_3 = \mu_0 = const$) и двух структурированных пристенных слоев "1" ($0 \leq y \leq \delta$) и "2" ($D - \delta \leq y \leq D$) с толщиной δ соответственно у шипа и подшипника. Одинаковый характер этих слоев делает скоростной профиль потока $V(y)$ в зазоре двоякосимметричным: как по отношению к срединной плоскости канала ($y = D/2$), так и по отношению к среднему поперечному сечению профиля.

Течение среды внутри пристенных слоев "1" и "2" будет моделироваться в рамках неньютоновой реологии жидкой среды с переменным коэффициентом вязкости. Зависимость для последнего должна отразить неизотропный характер пристенных потоков. Чтобы имитировать гомеотропный случай взаимодействия жидкой среды с обтекаемой твердой поверхностью, указанная зависимость должна обеспечивать обращение коэффициента вязкости на этой стенке в бесконечность, чему прямо соответствует обращение в нуль градиента скорости dV/dy . Такой подход призван отразить на гидродинамическом уровне наличие жесткокристаллической структуры молекулярного микрослоя, непосредственно прилипающего к обтекаемой поверхности. С удалением от нее имеет место плавный переход в жидкокристаллическое состояние, которое на границе структурированного слоя переходит в изотропное течение вязкой жидкости в средней области "3" зазора.

Отмеченная выше динамическая симметрия течения в зазоре позволяет ограничиться рассмотрением одной его половины $0 \leq y \leq (D/2)$, т. е. совокупностью структурированного слоя "1" ($0 \leq y \leq \delta$) и полуполосы $\delta \leq y \leq (D/2)$ области "3"

жидкости постоянной вязкости $\mu_3 = \mu_0$. Функциональное модельное выражение коэффициента вязкости μ_1 жидкости в пристенном слое "1" должно учитывать два фактора. С одной стороны, причиной структурирования служит взаимодействие потока жидкости с твердой поверхностью, так что выражение вязкости должно количественно включать эффект близости к этой поверхности $y = 0$, ибо с удалением от нее уменьшается ориентационная упорядоченность. С другой стороны, должны быть учтены реологические свойства текущей среды, выражаемые через скорость деформации, или градиент скорости dV_1/dy .

В частности, этого можно достигнуть, представляя коэффициент вязкости μ_1 структурированного слоя "1" следующим образом:

$$\mu_1 = const \cdot z^{-\varepsilon}, z = \int_0^y \frac{dV_1}{dy} dy = V_1(y) - V_1(0) \quad (1)$$

с помощью соответствующего скоростного профиля $V_1(y)$ и постоянного показателя степени ε , который подлежит определить. Функция $z(y)$ выражает суммарную скорость деформации, вычисляемую для каждого подслоя внутри структурированной зоны "1" (вплоть до ее границы $y = \delta$), который непосредственно прилегает к обтекаемой стенке $y = 0$. Тем самым вязкость оказывается фактически представленной в виде степенной функции относительной локальной скорости течения, и для $\varepsilon > 0$ гарантируется $\mu_1 \rightarrow \infty$ при $y = 0$. Константа в (1) определяется из контактного условия $\mu_1 = \mu_3 = \mu_0$ при $y = \delta$, а величина структурного параметра ε находится с использованием конкретных данных эксперимента.

Именно на базе степенной функции (1) удалось построить [3] теоретическое объяснение эффекта пристенного структурирования, приводящего к повышению сопротивления трения смазочного слоя.

Однако, недостатком такого теоретического описания динамики пристенного слоя является интегральный характер зависимости вязкости от скорости деформации, в то время как реологические свойства среды локальны. Поэтому в основу настоящего исследования положен следующий ее вариант:

$$\mu_1 = const \cdot y^{-\varepsilon_1} \left(\frac{dV_1}{dy} \right)^{-\varepsilon},$$

который явным образом включает как локальную скорость деформации, так и расстояние от обтекаемой стенки в данном месте. Причем присутствие последнего обязательно, поскольку формирование структуры пристенного слоя как раз и есть результат взаимодействия обтекающей жидкости и твердого поверхностного материала стенки $y = 0$.

В противном, т. е. при $\varepsilon_1 = 0$, сразу же утрачивается способность к структурированию. Действительно, уравнение для вязкого напряжения τ_j в рассматриваемой задаче об установившемся движении вязкой жидкой среды в зазоре есть

$$\frac{d\tau_j}{dy} = \frac{d}{dy} \left(\mu_j \frac{dV_j}{dy} \right) = 0$$

с первым интегралом, общим для областей $j = 1, 3$

$$\tau_j = \mu_j \frac{dV_j}{dy} = C_0 = const \quad (2)$$

Отсюда даже при произвольной зависимости $\mu_1(dV_1/dy)$ будем иметь $dV_1/dy = const$ и $\mu_1 = const$.

Вполне естественно принять неизвестные постоянные $\varepsilon_1 = \varepsilon$ для достижения инвариантности коэффициента вязкости относительно изменения пространственного масштаба y .

Таким образом, для пристенного слоя $0 \leq y \leq \delta$ можно окончательно записать

$$\mu_1 = const \cdot \left(y \frac{dV_1}{dy} \right)^{-\varepsilon}, \quad \text{или} \quad \mu_1 = \mu_0 \cdot \left\{ \frac{y}{\delta} \cdot \frac{dV_1/dy}{(dV_1/dy)_{y=\delta}} \right\}^{-\varepsilon}, \quad (3)$$

если выразить постоянный множитель с помощью условия непрерывности вязкости $\mu_1 = \mu_0$ на границу $y = \delta$, разделяющей структурированный слой "1" и поток "3" с постоянным коэффициентом вязкости $\mu_3 = \mu_0$.

Возникающая сопряженная математическая задача для уравнения (2) в областях "1", "3" формулируется следующими краевыми условиями:

$$V_1 = 0 \quad \text{при} \quad y = 0, \quad (4)$$

$$V_3 = V_*/2 \quad \text{при} \quad y = D/2, \quad (5)$$

$$V_1 = V_3 \quad \text{при} \quad y = \delta. \quad (6)$$

Первое из них отвечает прилипанию структурированного слоя к стенке. Второе — возникает из указанной выше симметрии течения в зазоре и вводит в решение проблемы характерную величину масштаба скорости V_* . Последнее условие отвечает непрерывности скоростного профиля на границе областей "1" и "3". Выполнение непрерывности касательного напряжения $\tau_1 = \tau_3$ на этой границе гарантируется общностью константы C_0 (2) для всего течения в целом. Отсюда в силу соответствующей непрерывности коэффициента вязкости $\mu_1 = \mu_3$ автоматически следует непрерывность градиента скорости: $dV_1/dy = dV_3/dy$ при $y = \delta$. Последнее отвечает гладкому сопряжению профилей скорости $V_1(y)$ и $V_3(y)$ на границе между структурированным слоем "1" и зоной "3" течения с постоянной вязкостью. Это в какой-то мере может служить модельным отражением экспериментально наблюдаемой размытости границы структурно-неоднородного слоя.

Для области постоянной вязкости $j = 3$ из уравнения (2) с учетом (5) найдется линейный профиль скорости

$$V_3(y) = \frac{C_0}{\mu_0} \left(y - \frac{D}{2} \right) + \frac{V_*}{2}. \quad (7)$$

Из (2), (3) имеем

$$\frac{dV_1}{dy} = \frac{C_0}{\mu_0} \left(\frac{y}{\delta} \frac{dV_1}{dy} \right)^\varepsilon \left(\frac{dV_1}{dy} \Big|_{y=\delta} \right)^{-\varepsilon}. \quad (8)$$

Применяя (2) на границе $y = \delta$, получим

$$\frac{C_0}{\mu_0} = \frac{dV_1}{dy} \Big|_{y=\delta}. \quad (9)$$

Тогда, интегрируя (2) для $j = 1$ с учетом выражений (3), (8) и граничного условия (4), можно в результате найти

$$V_1(y) = \frac{C_0}{\mu_0} (1 - \varepsilon) \delta \cdot \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{1-\varepsilon}}. \quad (10)$$

Условие (6) сращивания решений (7), (10) позволяет определить неизвестную константу

$$C_0 = \frac{\mu_0 V_*}{D - 2\delta\varepsilon} \quad (11)$$

и окончательно выразить оба профиля скорости

$$V_1(y) = \frac{(1 - \varepsilon)V_*}{D/\delta - 2\delta\varepsilon} \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{1-\varepsilon}}$$

$$V_3(y) = \frac{V_*}{2} \left[1 + \frac{1}{D/\delta - 2\varepsilon} \left(\frac{2y}{\delta} - \frac{D}{\delta}\right) \right]. \quad (12)$$

Поскольку скорость $V_1(y)$ должна быть убывающей функцией с приближением к стенке $y = 0$, обращаясь по (4) в нуль, соответственно (12) необходимо $\varepsilon < 1$. Это обеспечивает положительность V_1 , так как $(D/\delta) \geq 2$. Вязкость структурированного слоя μ_1 вблизи стенки ($y \rightarrow 0$) согласно (3), (10) имеет порядок

$$\mu_1 \sim () - \varepsilon \sim y^{-1-\varepsilon},$$

что может обеспечить неограниченный рост μ_1 лишь при $\varepsilon > 0$.

В то же время среднеинтегральное значение вязкости в слое "1" по его толщине может быть выражено с учетом (3), (12)

$$\langle \mu_1 \rangle = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \mu_1 dy = \frac{\mu_0}{\delta} \int_0^\delta \left(\frac{y}{\delta}\right)^{-\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}} dy = \mu_0 \frac{1 - \varepsilon}{1 - 2\varepsilon} \left\{ 1 - \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1-2\varepsilon}{1-\varepsilon}} \Big|_{y \rightarrow 0} \right\}.$$

Смысл может иметь исключительно $\varepsilon < 1/2$, ибо в противном случае интеграл расходится, и среднее значение вязкости во всем слое "1" $\langle \mu_1 \rangle \rightarrow \infty$. Итак, окончательно допустимым интервалом значений ε может служить

$$0 < \varepsilon < 1/2. \quad (13)$$

Следовательно, отношение $\langle \mu_1 \rangle / \mu_0$ оказывается больше единицы, свидетельствуя о повышенной вязкости пристенного структурно-неоднородного слоя, а значит, и всей смазочной прослойки. Причиной служит пристенная ориентационная упорядоченность жидкой смазки, в результате чего повышается ее противоизносная характеристика. Неограниченный рост коэффициента вязкости и соответствующее убывание градиента скорости (сдвиговой деформации) в непосредственной близости от обтекаемой твердой стенки может служить гидродинамическим модельным отражением жесткого прилипания к ней микроскопического слоя смазки, который и выполняет свою защитную роль для поверхностей шипа и подшипника.

Согласно (2) в рамках асимптотического подхода $D/R \ll 1$ напряжение вязкого трения одинаково во всем смазочном зазоре, так что суммарный закручивающий момент на единицу длины оси подшипника выражается по (11) следующим образом:

$$M = 2\pi R^2 \tau, \quad \text{где} \quad \tau = C_0 = \frac{\mu_0 V_*}{D - 2\varepsilon\delta}. \quad (14)$$

При отсутствии структурно-неоднородных пристенных слоев, если изотропное вязкое течение целиком заполняет смазочный зазор ($\mu = \mu_0 = \text{const}$, т. е. $\varepsilon = 0$)

$$M_0 = 2\pi R^2 C_0|_{\varepsilon=0} = \frac{\mu_0 V_*}{D}.$$

Моменту M из (14) можно придать форму, подобную M_0

$$M = 2\pi R^2 \frac{\mu_e V_*}{D}, \quad \text{где} \quad \mu_e = \frac{\mu_0}{1 - 2\varepsilon(\delta/D)}, \quad (15)$$

если ввести в рассмотрение соответствующий эффективный коэффициент вязкости μ_e для всей смазочной прослойки в целом; именно величина μ_e измеряется практически.

Тем самым увеличение относительного закручивающего эффекта вязких сил примет вид

$$\frac{M}{M_0} = \frac{\mu_e}{\mu_0}, \quad \text{или} \quad E = \frac{D}{2\varepsilon\delta} = \frac{1}{1 - (\mu_0/\mu_e)}, \quad (16)$$

если ввести в рассмотрение комплекс E .

В результате экспериментально определяемые [4] величины M и M_0 (т. е. μ_e и μ_0) оказываются связанными с неизвестными модельными параметрами ε и δ , которые теоретически отражают наличие неньютонова характера течения в пристенных слоях смазки. Вполне понятно, μ_0 может определяться однозначно при условии достаточной общей толщины D зазора ($D/\delta \ll 1$), когда влиянием микронных слоев пристенной структурной неоднородности уже можно пренебречь по сравнению с изотропной областью постоянной вязкости. Напротив, экспериментальное значение μ_e будет зависеть от средней скорости сдвиговой деформации среды $\gamma = \langle (dV/dy) \rangle$, которая в данном случае совпадает с суммарным ее значением (V_*/D). То же самое следует заметить и в отношении толщины δ пристенных неизотропных слоев.

Таким образом, вместе с изменением интенсивности сдвиговой деформации $\gamma = V_*/D$ будут изменяться измеряемая вязкость $\mu_e(\gamma)$ и толщина $\delta(\gamma)$. При отсутствии течения (когда можно считать γ близким к нулю) неподвижный пристенный структурированный слой характеризуется определенными предельными значениями эффективной вязкости $\mu_e|_{\gamma \rightarrow 0} = \mu_e^0$ и начальной толщины $\delta|_{\gamma \rightarrow 0} = \delta_0$. Последняя будет максимальной и одной и той же во всех прослойках данной смазки при $D \geq 2\delta_0$. В этих случаях эффективная вязкость $\mu_e^0(D)$ изменяется с толщиной D только за счет различной доли области постоянной вязкости μ_0 в прослойке. Что касается более тонких прослоек ($D \leq 2\delta_0$), то в них структурированные слои смыкаются между собой ($D = 2\delta_0$) или взаимно срезаются, а вязкость в них определяется своим средним по слою значением и их общей толщиной D (толщина каждого из срезанных слоев сохраняется ($D/2$)).

В результате равенство (16) приобретает свою предельную форму

$$E|_{\gamma \rightarrow 0} = E_0 = \frac{D}{2\varepsilon\delta_0} = \frac{1}{1 - (\mu_0/\mu_e^0)}. \quad (17)$$

Экспериментально устанавливаемая в изотермических опытах с прослойками смазки данного типа для их различных толщин предельная ($\gamma \rightarrow 0$) величина относительной эффективной вязкости μ_e^0/μ_0 позволяет рассчитать с помощью (17) неизвестные модельные параметры структурирования ε и δ_0 .

Действительно, в силу их постоянства для данного вида смазки зависимость $E_0 = E_0(D)$ при $D > 2\delta_0$ линейна. Начиная с $D = 2\delta_0$, т. е. достаточно тонкой прослойки, структурированные приповерхностные слои на шипе и подшипнике смыкаются, и при дальнейшем уменьшении D комплекс E_0 сохраняет приобретенное значение:

$$E_0 = 1/\varepsilon \quad \text{при} \quad D \leq 2\delta_0. \quad (18)$$

Таким образом, на плоскости (E_0, D) зависимость $E_0 = E_0(D)$ будет теоретически изображаться двумя прямыми (17) и (18) — наклонной и параллельной оси D , пересекающимися в точке $(D = 2\delta_0, E_0 = 1/\varepsilon)$, которая является определяющей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. Построенная математическая модель, являющаяся физическим обобщением гидродинамической теории смазки, позволяет на базе реологических экспериментов произвести реальную количественную оценку модельных структурных параметров неоднородных пристенных слоев: их толщину δ_0 и степень упорядоченности в них ε . Поскольку смазочные зазоры имеют сверхтонкий (микронный) характер, такие эксперименты по определению μ_e^0/μ_0 удается выполнить дискретно — для отдельных значений толщины D .

На рис. 1 проставлены расчетные зависимости $E_0 = E_0(D)$ в виде четырех точек, полученных при $D = 1, 5; 4, 5; 6, 5; 8, 5$ мкм для вазелинового масла с 1%-ной добавкой жидкого кристалла Н-37 (график 1) и с 1%-ной добавкой олеиновой кислоты (график 2) при температуре $22 \div 27^\circ\text{C}$.

Пересечение пунктирных прямых, проведенных в каждом случае по опытными данным, соответственно определяет: $\delta_0 = D \approx 3$ мкм, $\varepsilon = 1/0 \approx 0,46$ и $\delta_0 \approx 2,5$ мкм, $\varepsilon \approx 0,2$ [5]. При этом относительная погрешность составляет 10 % для δ_0 и (15÷20) % для ε . Близкие значения указанных модельных характеристик аналогично можно найти для моторного минерального масла SAE 15W-40: $\delta_0 \approx 2$ мкм, $\varepsilon \approx 0,26$.

Большая величина погрешности определения степени упорядоченности ε свидетельствует о том, что предлагаемое моделирование, давая достаточно адекватное описание сложнейшего процесса, не учитывает изменений показателя ε в пристенном неоднородном слое (особенно в самой близости от металлической подложки).

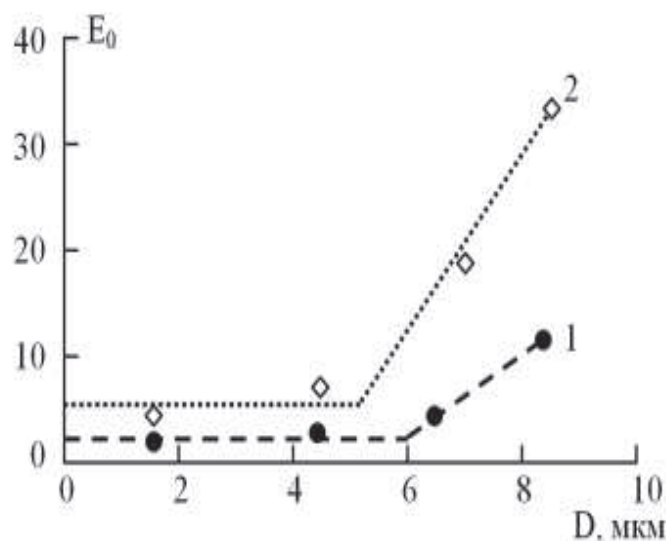


Рис. 1

1. **Кириян С. В.** Эпитропные жидкокристаллические слои синтетических масел и их влияние на сдвиговое течение [текст] / С. В. Кириян, Б. А. Алтоиз // Физика дисперсных систем. – Одесса, 2008. – № 45. – С. 72–77.
2. **Кириян С. В.** Реология моторных масел с квазижидкокристаллическим в триаде трения [текст] / С. В. Кириян, Б. А. Алтоиз // Трение и износ. – Белоруссия, 2010. – № 3. – С. 13–19.
3. **Altoiz В. А.** Structural rheological model of two-phase interlayer shear flow [text] / В. А. Altoiz, S. K. Aslanov, S. V. Kiriyan // Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP). – 2011. – № 2. – P. 323–330.
4. **Алтоиз Б. А.** Ротационный вискозиметр для исследования микронных прослоек [текст] / Б. А. Алтоиз, С. К. Асланов, А. Ф. Бутенко // Физика дисперсных систем. – Одесса, 2005. – № 42. – С. 53–65.
5. **Кириян С. В.** Реологическая модель прослойки со структурированными слоями "переменной вязкости" [текст] / С. В. Кириян, Б. А. Алтоиз, С. К. Асланов // "Дисперсные системы". Материалы XXIV научной конференции стран СНГ. – Одесса, 2010. – С. 147–148.