

Origin of viscous friction specific for gases in liquids without aggregative state changing

O. V. Martynov, E. P. Teterin

Kovrov State Technological Academy, Kovrov, Russia

On the unstable local structure model basis it is stated that beginning with some velocity gradient value viscous friction of liquids transfers to viscous friction of gases. At the same time aggregative state remains permanent.

УДК 53.082.25

Контактные силы

В. Ц. Ванчиков

Иркутский государственный университет путей сообщения, г. Иркутск, Россия

Рассмотрены силы, возникающие в смазочном слое жидкости между трущимися поверхностями твердых тел.

Известно, что к контактными силам относятся силы упругости, сила сопротивления вязкой среды движению твердого тела, силы, возникающие между трущимися поверхностями твердых тел [1]. По своей природе это электромагнитные силы, обусловленные взаимодействием между заряженными микрочастицами, входящими в состав макроскопических тел. При рассмотрении силового взаимодействия жидкости с твердым телом в гидромеханике согласно гипотезе сплошности среды реальные дискретные объекты молекулярного строения веществ заменяются упрощенными моделями, представляющими собой материальный континуум [2]. Считалось, что нескомпенсированное адгезионное поле молекул поверхности твердого тела простирается в пределах радиуса молекулярного действия, имеющего величину порядка 10^{-9} м. В этой связи предполагалось, что в случае обтекания водой поверхности твердого тела толщина неподвижного пристенного слоя воды микроскопическая. Облитерация водой капиллярных трубок диаметром 200 мкм и более (порядка 10^{-4} м) опровергает такое представление [3]. Для объяснения упомянутого расхождения в оценке толщины неподвижного пристенного слоя жидкости возникает необходимость развития адгезионной модели взаимодействия, учитывающей микроструктуру соприкасающихся поверхностей твердого тела и жидкости. Цель работы — рассмотрение контактных сил с учетом микроструктуры конденсированных тел.

Постановка задачи

Теория течения ньютоновских жидкостей в пристенном (пограничном) слое достаточно разви-

та [4]. Напомним, что теория течения жидкости в пограничном слое основана на упрощенных уравнениях Навье-Стокса. При этом выпадают из рассмотрения силы адгезии твердого тела и жидкости, тесно связанных микрогеометрическими параметрами молекулярного строения этих тел. Жидкости вблизи поверхности твердых тел под действием сил адгезии приобретают более упорядоченную молекулярную структуру. Об этом свидетельствует необходимость в некотором начальном усилии для осуществления сдвига в пристенном слое. Кроме того, предположим, что объяснение механизма облитерационного явления в капиллярах, характеризуемого когезией жидких частиц потока к жидким частицам на "поверхности" неподвижного пристенного слоя жидкости, может дать теория перколяции. Теория перколяции рассматривает образование связанных объектов в неупорядоченных средах. При этом можно ожидать, что имеется аналогия процесса когезии жидких частиц потока к жидким частицам неподвижного пристенного слоя (особого режима ламинарного течения жидкости [3]) с некоторыми перколяционными процессами. Примером приложения понятий перколяции является электрический пробой сложной системы, состоящий из проводящих и непроводящих материалов. При критической доле объема, заполненной металлическими шариками, примерно равной 0,16, происходит электрический пробой смеси плотно упакованных, случайно расположенных, одинаковых по размеру металлических и диэлектрических шариков. Иными словами, если металлические шарики составляют малую долю объема системы, то электрический ток не может пройти через комбинированную систему и

она будет изолятором. Однако если металлические шарики составляют достаточно большую часть объема смеси, то электрический ток будет в состоянии протекать через области, занимаемые этими шариками, и система будет проводником. Вышеуказанная количественная оценка порога перколяции внезапного перехода изолятора в проводник, найденная при решении задачи твердых сфер, соблюдается с точностью порядка 10—15 % для объемных решеток. Физические свойства кристаллов определяются микрогеометрическими параметрами кристаллических решеток.

Таким образом, предположим, что в случае облитерационного явления связь между гидромеханикой пристенного слоя жидкости и микрогеометрическими параметрами молекулярного строения поверхности твердого тела можно проследить в рамках теории перколяции [5]. В этой связи при особом режиме ламинарного течения жидкости (при облитерации капилляра) характер сил межмолекулярного взаимодействия можно выяснить на примере изолированной молекулы пристенного слоя жидкости, обездвиженного силами адгезии поверхности твердого тела, и молекулы текущей жидкости. При некотором расстоянии сила взаимодействия между ними равна нулю, т. е. силы притяжения и отталкивания уравниваются. Пространство, занятое сферой действия молекулы пристенного слоя жидкости и сферой действия молекулы текущей жидкости, заменим моделью объема, заполненного упругими сферами. Тогда по аналогии можно применить результаты решения задачи твердых сфер из теории перколяции при рассмотрении когезионного взаимодействия молекул на "поверхности" неподвижного пристенного слоя жидкости с молекулами жидкости, протекающей сквозь капилляр.

Силы упругости

Величину усилия, необходимого для сдвига одной части кристалла относительно другой [3], определил Я. И. Френкель. Оказалось, что для осуществления сдвига достаточно приложить усилие, в тысячу раз меньшее, чем предсказывает теория, основанная на представлении о сдвиге, который происходит одновременно по всей "плоскости сдвига".

Чтобы понять френкелевскую оценку упомянутого выше сдвигового усилия, рассмотрим деформацию кристалла под действием касательных напряжений τ (рисунок). Предположим, что кристалл — идеальный. Под действием τ слой CD-решетки сместится относительно слоя АВ на расстояние x . Потенциальная энергия решетки $U(x)$ будет периодической функцией смещения x с периодом a , равным постоянной решетки в направ-

лении смещения. Она минимальна при $x = 0, a, 2a, \dots$ и максимальна при $x = a/2, 3a/2, 5a/2, \dots$ Если после смещения слоев на расстояние $x < a/2$ снять напряжение, то решетка вернется в исходное состояние, т. е. деформация будет упругой. При постоянном действии напряжений τ последуют переходы в дальнейшие положения устойчивого равновесия $x = a, x = 2a$ и т. д. Таким образом, предел упругости или предел текучести кристалла $x = a/2$. Для оценки предела упругости τ_y Френкель предположил, что функция $U(x)$ — синусоидальна

$$U(x) = U_n (1 - \cos 2\pi x/a).$$

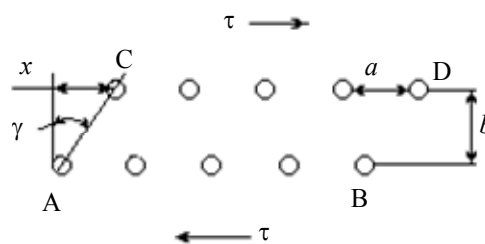


Схема сдвиговой деформации кристалла

Если площадь грани АВ взять равной единице (см. рисунок), то приложенное напряжение будет

$$\tau = dU/dx = (2\pi U_n / a) \sin 2\pi x / a, \tag{1}$$

откуда предел упругости τ_y

$$\tau_y = 2\pi U_n / a.$$

Поэтому выражение (1) можно записать в виде

$$\tau = \tau_y \sin 2\pi x / a.$$

При малых x

$$\tau = 2\pi\tau_y x / a.$$

С другой стороны

$$\tau = G \gamma,$$

где G — модуль сдвига;

γ — угол сдвига.

Учитывая $\gamma = x / b$, получим

$$\tau_y = G a / 2\pi b.$$

В частности, для кристаллов с кубической решеткой ($a = b$)

$$\tau_y = G / 2\pi.$$

Отсюда получим френкелевскую оценку сдвиговой прочности G_c для идеального кристалла

$$G_c = G / 2\pi. \tag{2}$$

Иными словами, Френкель предположил, что нужно преодолевать упругое сопротивление, величина которого при деформации изменяется периодически, повторяясь на длину решетки кристалла. По этой причине прочность на сдвиг намного меньше модуля сдвига, рассчитанного в предположении, что сдвиг происходит одновременно вдоль всей плоскости. Выражение (2) можно представить в виде

$$G/G_c = 2\pi.$$

Между тем в микроскопическом удалении от поверхности твердого тела наблюдается особый режим ламинарного течения жидкости при условии

$$Re = 2\pi,$$

или иначе

$$Re = \rho l v / \eta = \rho v^2 / (F_\eta / S),$$

где Re — число Рейнольдса;

ρ — плотность жидкости;

l — характерный размер;

v — скорость жидкости;

η — динамическая вязкость (причем $\eta = \{F_\eta / S\} / \{v/l\}$, здесь F_η — сила, параллельная поверхности сдвиговой деформации, площадь которой равна S , v/l — скорость изменения сдвиговой деформации по нормали от поверхности твердого тела);

ρv^2 — динамическое давление потока жидкости, т. е. внешнее усилие сдвига на пристенный слой жидкости.

Оценим предел текучести неподвижного пристенного слоя, обездвиженного силой адгезии твердого тела, в следующей форме:

$$G/G_c = \rho v^2 / (F_\eta / S) = 2\pi.$$

Таким образом, в микроскопическом удалении от поверхности твердого тела в условиях особого режима ламинарного течения жидкости сдвиговое напряжение F_η / S , возникающее в неподвижном пристенном слое, определяется кристаллической структурой расположения микрочастиц твердого тела.

Сдвиговая прочность смазочного слоя

Увеличение сдвиговой прочности неподвижных пристенных слоев жидкости при повышении величины гидродинамического давления потока жидкости [3] позволяет выдвинуть гипотезу, что из этих слоев образуется так называемый масляный клин с достаточной сдвиговой прочностью, чтобы препятствовать выдавливанию смазки из

зоны трения узлов машин. Ориентированные по направлению перемещения узлов машин микрочастицы смазочной жидкости (упорядочение молекулярной структуры) на границе неподвижного пристенного слоя смазки обеспечивают легкость скольжения. Гидродинамический эффект, состоящий в способности "масляного клина" создавать подъемную силу, а также препятствовать полному выдавливанию смазочной жидкости из зоны трения под действием внешнего усилия, описан в работе [3] следующей формулой:

$$G_\xi = (G/2\pi + P) \approx (C_\xi G + P), \quad (3)$$

где G_ξ — сдвиговая прочность неподвижного пристенного слоя смазочной жидкости;

G — модуль сдвига (см. (2));

$C_\xi = 1/2\pi$, P — гидродинамическое давление смазочной жидкости в узлах трения машин.

Иными словами, гидродинамический эффект "масляного клина" обусловлен способностью жидкой пленки вблизи поверхности твердых тел изменять сдвиговую прочность. При этом упрочнение молекулярной структуры пристенного слоя жидкости является следствием упорядочения микрочастиц пристенного слоя жидкости при наложении на ее ориентирующего ("притирающего") воздействия составляющей силы гидродинамического давления потока жидких частиц, возникающего в смазке в направлении перемещения узлов машин, и одновременно закрепления в таком положении молекул неподвижного пристенного слоя жидкости силами адгезии твердого тела.

Подтверждение правомерности использования формулы (3) можно найти в законе Амонтон-Кулона

$$F = f P_n + A,$$

где A — сила сопротивления сцепленности, зависящая от площади касания. (В нашем случае неподвижного пристенного слоя смазки величину A можно рассматривать как $P = F_\eta / S$, учитывая при этом гипотезу о влиянии внутреннего трения на величину нормальных напряжений, а также гипотезу о гидродинамическом давлении, приведенных в работе [2]);

$f P_n$ — сила зацепления, пропорциональная нагрузке (можно рассматривать как $C_\xi G$);

F — сила трения (как G_ξ).

Из вышеизложенного ясно, что выражение (2) или величина $C_\xi G$ из формулы (3) характеризуют способность кристалла или пристенного слоя жидкости сопротивляться напряжениям, вызывающим деформацию сдвига: чем больше величина G , тем труднее сдвинуть одну часть кристалла

или пристенного слоя относительно другой. При этом можно предположить, что параметр C_ξ количественно отражает кооперативное когезионное взаимодействие молекул единицы площади сдвига.

В работе [3] показано, что при особом режиме ламинарного течения жидкости

$$Re = F_i / F_\eta = 2\pi,$$

где F_i — сила инерции потока жидкости;

F_η — сила вязкости.

Следовательно

$$F_\eta = C_\xi F_i. \quad (4)$$

Таким образом, из соотношения (4) видно, что имеется аналогия особого режима ламинарного течения жидкости вблизи поверхности твердого тела с физикой сдвиговой деформации кристаллов.

Параметр C_ξ при действии контактных сил

Выражение (2) можно представить в виде

$$G_c \approx 0,16 G. \quad (5)$$

Кроме того, в некоторых параметрах, характеризующих движение жидкости вблизи поверхности твердого тела, можно найти аналогию с выражением (5). Так, например, максимум силы давления в плоском смазочном клине определяется [2] как

$$F_{\max} = 0,16 \eta v (L^2 / z^2),$$

где η — динамическая вязкость;

v — скорость движения тела;

L — длина смазочного клина;

z — зазор между телами.

При движении жидкости в трубке тормозящее влияние стенок, обусловленное силами адгезии, распространяется постепенно на все большую толщину — внутрь потока. На некотором участке от входа устанавливается параболическое распределение скорости. Длину этого начального участка — для плоской трубы — Г. Шлихтинг теоретически определил [4] как

$$L_n = 0,16 d Re,$$

где d — размер от оси до стенки трубы.

Аналогично при расчете длины начального участка в круглой трубе С. М. Тарг [2] пришел к зависимости

$$L_n = 0,16 r Re,$$

где r — радиус трубы.

Законы движения жидкостей справедливы и для газов, если скорости потока оказываются

меньше скорости звука, поскольку в этом случае газы можно считать практически несжимаемыми. Следовательно, можно ожидать, что в пограничном слое при обтекании воздушным потоком крыловых профилей механизм воздействия сил адгезии молекул поверхности твердого тела на молекулы воздушного потока приблизительно такой же, как и в случае обтекания поверхности твердых тел жидкостью. Напомним, что силы сопротивления воздушной среде движению крылового профиля распадаются на две составляющие: силу лобового сопротивления и подъемную силу. В работе [6] показано, что для крыльев очень большого размаха коэффициент подъемной силы C_y пропорционален углу атаки α и не зависит ни от скорости движения, ни от размаха крыльев

$$C_y = \text{const} \cdot \alpha.$$

Для крыла в виде плоской пластинки бесконечного размаха, наклоненной под малым углом атаки,

$$C_y = 2\pi \cdot \alpha,$$

т. е. $\text{const} = 2\pi$. Поэтому можно предположить, что постоянная составляющая 2π коэффициента подъемной силы для крыла в виде плоской пластинки бесконечного размаха обусловлена адгезионным взаимодействием молекул поверхности твердого тела с молекулами пограничного слоя воздушного потока. В работе [3] показано, что существует критическое число Рейнольдса, равное 2π , при котором возникает особый режим ламинарного течения жидкости вблизи поверхности твердого тела, характеризуемый когезией частиц жидкости к неподвижному пристенному слою жидкости. При этом анализ опытных данных показал, что величина коэффициента силы отрыва жидких частиц от пристенного слоя жидкости равна

$$C_\xi = 1/2\pi \approx 0,16.$$

Такое возможно, если предположить, что существует граница раздела между ламинарным потоком жидкости и слоем жидкости вблизи поверхности твердого тела. Действительно, в работе [3] показано, что вода вблизи поверхности твердого тела обладает сдвиговой прочностью, т. е. происходит изменение механических свойств жидкости под действием сил адгезии.

Внутреннюю задачу гидравлики (течение жидкости в трубке) представим в виде внешней задачи (обтекание жидкостью твердого тела). Для этого воспользуемся методом продольного сечения трубки на элементарные пластинки. Тогда максимальную скорость ламинарного течения жидкости на оси трубки можно представить как скорость невозмущенного потока в случае обтекания жид-

костью твердого тела, а пограничный слой — от оси трубки до ее стенки. Это обстоятельство позволяет применить для анализа особого режима ламинарного течения жидкости вблизи поверхности твердого тела универсальную формулу гидродинамической силы [2] — лобового сопротивления и подъемной силы пластинки

$$F_g = C_y S_g \rho v^2 / 2, \quad (6)$$

где ρ — плотность жидкости;

S_g — характерная площадь обтекания;

v — скорость невозмущенного потока,

C_y — коэффициент подъемной силы пластинки или лобового сопротивления пластинки.

Вместе с тем одна из составляющих силы сопротивления (подъемная сила пластинки) с учетом реального вихревого движения жидких частиц по формуле Жуковского—Кутта имеет вид

$$F_g = \rho y v H, \quad (7)$$

где y — характерный размер тела;

H — циркуляция скорости (мера вихревого движения, выраженная не через угловую скорость, а через линейную [2]).

В условиях, когда силы инерции движения жидких частиц превышают силы вязкости в пристенном слое жидкости, получим, приравняв правые части уравнения (6) и (7), следующее выражение:

$$C_y S_g \rho v^2 / 2 = \rho y v H. \quad (8)$$

Преобразуем выражение (8), полагая при этом, что $S_g = y^2$

$$H = 1/2 C_y y v. \quad (9)$$

Полученное выражение отражает реальное вихревое движение жидких частиц вблизи поверхности твердого тела, когда сила сопротивления жидкой среды пропорциональна квадрату скорости движения жидких частиц. При этом величина H (мера вихревого движения) определяется характерным размером обтекаемого тела, коэффициентом подъемной силы пластинки и скоростью потока жидкости. Здесь адгезионное взаимодействие жидкости и твердого тела отражено через постоянную составляющую 2π коэффициента подъемной силы пластинки.

В случае, когда сила вязкости доминирует, Г. Стокс теоретически вычислил величину коэффициента гидроаэродинамической характеристики шара $3 \cdot 2\pi$ и получил формулу силы сопротивления шара

$$F_g = 6 \pi \eta y v. \quad (10)$$

Приравняем правые части уравнений (7) и (10)

$$\rho y v H = 6 \pi \eta y v$$

или

$$H = 6 \pi \eta. \quad (11)$$

Найденное выражение (11) отражает реальное вихревое движение жидких частиц вблизи поверхности твердого тела, когда сила сопротивления жидкой среды пропорциональна первой степени скорости движения жидких частиц. В этом случае циркуляция скорости H определяется величиной $1/C_\xi$ и скоростью потока жидкости. Адгезионное взаимодействие жидкости и твердого тела отражено через величину $1/C_\xi$.

Между тем природа физических процессов в деформируемых телах до сих пор во многом неясна. Например, закономерности пластических деформаций аналогичны закономерностям внутреннего трения в том смысле, что возникающие силы взаимодействия между элементами зависят от скорости деформации.

В случае особого режима ламинарного течения жидкости когезия частиц жидкости на гипотетической границе раздела между неподвижным пристенным слоем жидкости и потоком может быть охарактеризована инерционными свойствами реального вихревого движения частиц жидкости вблизи поверхности твердого тела (9) и вязкого трения (11)

$$1/2 C_y y v = 6 \pi \eta$$

или

$$Re = 12\pi / C_y = 12\pi / 2\pi\alpha = 6/\alpha.$$

Из геометрических соображений — в случае обтекания горизонтально расположенной пластинки (когда жидкость течет слоями, параллельными стенке трубки) — множитель α можно заменить формулой $\cos\alpha = 1$. Тогда полученный результат, несмотря на принятые допущения, приблизительно равен указанному выше числу Рейнольдса, равному 2π .

Рассмотрим связь коэффициента подъемной силы C_y , содержащей постоянную составляющую 2π , с числом Рейнольдса, при котором возникает когезия частиц потока жидкости с частицами неподвижного пристенного слоя жидкости, не используя понятие циркуляции скорости H .

Если воспользоваться принципом отвердения из теории гидромеханики, то в формуле силы вязкости

$$F_\eta = \eta S dv/dl$$

(здесь S — площадь соприкосновения слоев) градиент скорости dv/dl можно представить в виде скорости изменения сдвиговой деформации v/l

$$F_\eta = \eta S v / l, \quad (12)$$

где l — диаметр трубки.

В условии ламинарного течения, соответствующего числу Рейнольдса, равному 2π , величина гидродинамической силы (6) становится близкой к значению силы вязкости (12)

$$C_y S_g \rho v^2 / 2 = \eta S v / l$$

или, полагая при этом, что $S_g = l^2$, найдем

$$C_y = \eta / \rho v (l / 2) = 1/Re = 1/2\pi \approx 0,16.$$

Полученное численное значение коэффициента подъемной силы в условиях возникновения особого режима ламинарного течения жидкости вблизи поверхности твердого тела согласуется с теоремой Коши—Гельмгольца о деформации сдвига как простейшей составляющей разложения сложного движения жидкости [2], а также с формулой деформации сдвига идеального кристалла Я. И. Френкеля.

Таким образом, выявлено наличие связи между гидроаэродинамической характеристикой плоской пластинки бесконечного размаха, равной $2\pi \cdot \alpha$, и числом Рейнольдса, равным 2π , при котором возникает особый режим ламинарного течения жидкости. При этом совпадение по величине постоянной составляющей коэффициента подъемной силы с числом Рейнольдса, равным 2π , свидетельствует, что определенная ранее теоретически константа гидроаэродинамической характеристики плоской пластинки бесконечного размаха

$$C_y = \text{const} \cdot \alpha = 2\pi \cdot \alpha$$

получила экспериментальное подтверждение в работе [3]. Из сказанного следует, что на мезоскопическом расстоянии (промежуточная область пространства между микро- и макроскопическими областями) в окрестности твердого тела в случае особого режима ламинарного течения величина кинематической вязкости ν относится к скорости жидкости v в следующем соотношении:

$$\nu \approx 0,16 y \nu,$$

где y — характерный поперечный размер ламинарного потока жидкости.

Полученный результат показывает, что параметр C_ξ обусловлен свойством контактных сил, зависящих от микромасштабной геометрии дискретных объектов — связанных между собой силами взаимного притяжения и отталкивания молекул конденсированных тел.

Отметим, что постоянная величина, возникающая при соприкосновении тел, равна иррациональному множителю в форме 2π . Аналогичный факт встречается в электродинамике: сила взаимодействия двух проводников тока содержит множитель 2π , не входящий в саму константу коэффициента пропорциональности. При этом наличие множителя 2π в формуле объясняется геометрическими свойствами пространства [7].

Заключение

При перемещении твердого тела и жидкости относительно друг друга возникает постоянная величина, равная 2π , обусловленная микроструктурой расположения молекул твердого тела.

Литература

1. Мултановский В. В. Курс теоретической физики. — М.: Просвещение, 1988. С. 78.
2. Емцов Б. Т. Техническая гидромеханика. — М.: Машиностроение, 1978.
3. Ванчиков В. Ц. Гидродинамические свойства и методы управления вязким подслоем технических систем: Дис. ... канд. техн. наук. — Улан-Удэ: ВСГТУ, 2001.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1982.
5. Эфрос А. Л. Физика и геометрия беспорядка. — М.: Наука, 1982. С. 161.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидромеханика. — М.: Наука, 1988.
7. Суорц К. Э. Необыкновенная физика обыкновенных явлений. Т. 2. — М.: Наука, 1987. С. 221.

Статья поступила в редакцию 21 августа 2006 г.

Contact forces

V. Ts. Vanchikov

Irkutsk State University of Communications, Irkutsk, Russia

Consideration is made to forces arising in a liquid lubricant layer between attrition faces of solids.

* * *