

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Д. М. ТОЛСТОЙ

**О ВЛИЯНИИ НОРМАЛЬНОЙ НАГРУЗКИ НА СИЛУ ТРЕНИЯ ПРИ
СМЕШАННОЙ ГРАНИЧНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СМАЗКЕ**

(Представлено академиком П. А. Ребиндером 2 IV 1953)

По молекулярной теории трения Б. В. Дерягина⁽¹⁾, сила трения F_0 в граничных смазочных слоях пропорциональна полной (с учетом молекулярного сцепления) нормальной реакции R , развиваемой на площадках граничных контактов:

$$F_0 = \mu_0 R, \quad (1)$$

где μ_0 — коэффициент трения, зависящий только от природы и конфигурации «трущихся» молекул («молекулярной шероховатости»).

В тех случаях, когда (I) — жидкая фаза смазки между трущимися твердыми поверхностями отсутствует или (II) — вся жидкая фаза смазки, присутствующая между поверхностями, находится под атмосферным давлением (имея настолько значительную толщину, что капиллярным давлением менисков можно пренебречь), нормальная реакция граничных контактов уравнивает всю нормальную нагрузку N и молекулярное сцепление (адгезию) $p_0 S_0$:

$$R = N + p_0 S_0. \quad (2)$$

Здесь p_0 — удельная адгезия, отнесенная к единице истинной площади граничных контактов S_0 . Для случаев (I) или (II) из уравнений (1) и (2) имеем:

$$F_0 = \mu_0 (N + p_0 S_0). \quad (3)$$

Но условие (II) может и не соблюдаться. Типичным примером является скольжение структурированной дисперсной системы достаточно высокой дисперсности по твердой поверхности. Ограничимся рассмотрением скольжения по плоским поверхностям, средняя высота неровностей которых меньше толщины пристенного слоя дисперсионной среды, обычно имеющей порядок 0,1 — 1 μ . Тогда фактор механического зацепления⁽²⁾ отсутствует, и сопротивление скольжению может быть обусловлено только трением в граничных прослойках и гидродинамическим сопротивлением в жидких прослойках дисперсионной среды (или смазки). Эти последние могут в некоторых местах образовывать островки, полностью изолированные от атмосферы квази-твердой граничной фазой. Давление жидкости в таких островках уравнивает часть внешней нормальной нагрузки N . Часть нагрузки N может также уравниваться квази-равновесным давлением жидкости, не вполне изолированной от атмосферы, но крайне медленно выдавливаемой из пристенного (или смазочного) слоя вследствие его малой

толщины и малого поперечного сечения каналов, через которые жидкость может фильтроваться. Часть нагрузки N может также уравновешиваться расклинивающим давлением, развиваемым за пределами периметров граничных участков смазки. (Как известно, молекулярное расклинивающее давление может проявляться в слоях жидкости толщиной даже более $0,2 \mu$ ⁽³⁾, тогда как предельная толщина граничных слоев, по данным Б. В. Дерягина ⁽³⁾ и А. С. Ахматова ⁽⁴⁾, в большинстве случаев значительно меньше.) Таким образом, внешняя нормальная нагрузка, приходящаяся на площадки граничных контактов, в общем случае равна не полной внешней нормальной нагрузке, а ее части $N - P$, где P — суммарная нормальная реакция, обусловленная упомянутым гидростатическим давлением и расклинивающим давлением за пределами площадок граничных контактов.

Суммарная реакция R всех площадок граничных контактов уравновешивает эту внешнюю нагрузку $N - P$ и нормальную адгезию $p_0 S_0$:

$$R = N - P + p_0 S_0. \quad (4)$$

Из уравнений (1) и (4) имеем $F_0 = \mu_0 (N - P + p_0 S_0)$, где μ_0 — истинное значение коэффициента трения.

Реакция P является функцией нормальной нагрузки: $P = f(N)$, так что

$$F_0 = \mu_0 (N - f(N) + p_0 S_0). \quad (5)$$

Вид функции $P = f(N)$ зависит от распределения нормальных напряжений между соседними участками $\Delta(S_0)$, $\Delta(S_{\text{раскл}})$ и $\Delta(S_{\text{гидр}})$, образующими непрерывную опорную площадку $\Delta(S')$, где $\Delta(S_0)$ — индивидуальная площадка с непрерывным граничным контактом, $\Delta(S_{\text{гидр}})$ — примыкающая опорная площадка, образуемая изолированной жидкой фазой, и $\Delta(S_{\text{раскл}})$ — примыкающая опорная площадка, образуемая жидкой фазой с толщиной, при которой она оказывает расклинивающее давление.

Как известно из теории пластичности ⁽⁵⁾, распределение внешней нагрузки по опорной площади тем равномернее, чем больше отношение высоты образца к диаметру опорной площади. Уже когда это отношение ≥ 1 , распределение можно считать равномерным ⁽⁵⁾ по всей опорной площади. В нашем случае масштаб микронеоднородности весьма мал по сравнению с толщиной образца H . Поэтому, несмотря на неравномерность распределения молекулярной адгезии в внешнюю нагрузку ΔN , приходящуюся на площадку $\Delta(S')$, можно считать распределенной равномерно по всей соответствующей опорной площадке $\Delta(S')$, так что нормальное напряжение σ' на неграничных участках $[\Delta(S') - \Delta(S_0)]$ опорной площади можно считать равным $\sigma' = \Delta N / \Delta(S') = N / S'$, где S' — полная опорная площадь. Отсюда $P \equiv \sigma' (S' - S_0) = \frac{N}{S'} (S' - S_0) = \left(1 - \frac{S_0}{S'}\right) N$. Подставляя это выражение в (4), получим для суммарной нормальной реакции на граничных контактах

$$R = \frac{S_0}{S'} (N + p_0 S'). \quad (6)$$

Уравнение (5) принимает вид

$$F_0 = \mu_0 \frac{S_0}{S'} (N + p_0 S') \quad (7)$$

или

$$\tau_0 = \mu_0 \frac{S_0}{S'} \left(\sigma + p_0 \frac{S'}{S} \right), \quad (8)$$

где S — номинальная площадь трущихся поверхностей; $\tau_0 = F_0/S$, $\sigma = N/S$. При этом $S_0 \leq S' \leq S$.

Из последних неравенств вытекают предельные частные случаи общих выражений (7) и (8).

1. Система настолько грубодисперсна и средняя толщина пристенного слоя жидкой фазы настолько велика, что островки с равновесным и квази-равновесным давлением жидкой фазы отсутствуют. Кроме того, поверхности настолько лиофобны или крутизна поверхностей выступов у периметров граничных контактов настолько велика, что расклинивающее давление за пределами этих контактов также отсутствует. Тогда $S' = S_0$, и уравнение (7) принимает обычный вид закона Б. В. Дерягина (3). Кажущийся коэффициент трения $\mu = dF_0/dN$ в этом случае равен истинному μ_0 .

2. Система настолько высокодисперсна и пристенный слой дисперсионной среды настолько тонок, что жидкая фаза из него за время опыта практически не выдавливается и находится под квази-равновесным давлением, отличным от атмосферного. Тогда опорная площадь S' равна номинальной S , и уравнение (7) принимает вид $F_0 = \mu_0 \frac{S_0}{S} (N + p_0 S)$ или

$$F_0 = \mu_0 S_0 (\sigma + p_0). \quad (9)$$

Но для пластично-вязких систем

$$\sigma \ll p_0, \quad (10)$$

так как σ ограничивается прочностью объемной структуры и даже при $H = 1-2$ мм обычно не превышает величин порядка $0,1$ кГ/см², тогда как удельная адгезия p_0 имеет порядок 10^3 кГ/см² (6). Следовательно, в пристенном скольжении, например, консистентной смазки или глины по металлу мы можем встретиться со случаем $F_0 = \mu_0 S_0 p_0$, вытекающим из (9) и (10).

Иначе говоря, в пределах нормальных нагрузок, допускаемых требованием нерастекания объемной структуры, зависимость статического (и кинетического) сопротивления сдвигу от нормальной нагрузки может быть полностью замаскированной, несмотря на ее фрикционное происхождение.

Этот результат, вытекающий из бесспорных соображений о поправке P в уравнении (4), дает естественное объяснение статической сдвиговой прочности тонких прослоек дисперсионной среды, наблюдаемой иногда без зависимости от нормальной нагрузки: независимо от наличия или отсутствия влияния нормальной нагрузки, статическое сопротивление сдвигу в тонких прослойках жидких сред может быть объяснено внешним трением на их граничных участках.

Это может относиться не только к пристенному скольжению дисперсных систем, но и к деформациям в объемных коагуляционных диспергационных структурах (7), элементы которых связаны лишь ван-дер-ваальсовыми силами, ослабленными граничными прослойками дисперсионной среды, действующими как смазочные прослойки.

В общем же случае, когда $S_0 < S' < S$, кажущийся коэффициент трения $\mu = dF_0/dN$, даже при отсутствии влияния шероховатости (2), должен, согласно уравнению (7), отличаться от истинного коэффициента трения:

$$\mu = \mu_0 \frac{S_0}{S'}, \quad (11)$$

причем $\mu \leq \mu_0$, так как $S_0 \leq S'$.

В рассматриваемом случае наличия граничной и жидкой фаз в смазочной прослойке полное сопротивление скольжению должно под-

чиняться закону аддитивности и комплексности сил трения, сформулированному А. С. Ахматовым в его теории наклонного маятника⁽⁸⁾: $F = F_0 + F_\eta$ или

$$\tau = \tau_0 + \tau_\eta \quad (12)$$

Фрикционный член или предел текучести смазочного слоя τ_0 нами уже рассмотрен. Что же касается вязкостного члена τ_η , то при скольжении пластичных дисперсных систем он также должен зависеть от нормальной нагрузки, так как эта нагрузка затрудняет гидродинамическое клиновое действие на выступы скользящей структуры и понижает $h_{эфф}$ в выражении

$$\tau_\eta = \eta \frac{v}{h_{эфф}(v, N)} \quad (13)$$

Зависимость $h_{эфф}(v)$, исследованная в нашей лаборатории при скольжении ряда дисперсных систем, может служить объяснением нелинейности $\tau_\eta(v)$ при их скольжении.

Экспериментальное исследование скольжения парафиновых паст в разных концентрациях по полированной стали, выполненное в нашей лаборатории, показало, что

$$h_{эфф} = k_1 \frac{v^{n_1}}{\frac{S_0}{S'} \left(\sigma + p_0 \frac{S'}{S} \right)}$$

Подстановка этого выражения в (13) и (12) и подстановка (8) в (12) дают

$$\tau = \tau_0 + \tau_\eta = \frac{S_0}{S'} \left(\mu_0 + \frac{\eta_0}{k_1} v^n \right) \left(\sigma + p_0 \frac{S'}{S} \right), \quad (14)$$

откуда видно, что $\mu = dF/dN = d\tau/d\sigma = f(S_0/S', v)$, т. е. кажущийся кинетический коэффициент трения зависит не только от соотношения опорных площадей, но и от скорости скольжения.

Для грубодисперсных систем, в которых k_1 весьма велико, уравнение (14) принимает вид (8), а для высокодисперсных лиофильных систем при $S' = S$ получается $d\tau/d\sigma = 0$ и $\tau = \tau_0 + kv^n$. Оба эти случая наблюдались в нашей лаборатории экспериментально наряду с общим случаем (14) для систем промежуточного типа.

Автор приносит благодарность чл.-корр. АН СССР Б. В. Дерягину, акад. П. А. Ребиндеру и проф. А. С. Ахматову за обсуждение работы.

Московский станкоинструментальный институт им. И. В. Сталина

Поступило
26 III 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Б. В. Дерягин, ЖФХ, 5, 1165 (1934). ² И. В. Крагельский, Б. В. Дерягин, Докл. 2 конф. по трению, 1, 159 (1947); И. В. Крагельский, там же, 3, 178 (1949). ³ Б. В. Дерягин, Что такое трение, изд. АН СССР, 1952, стр. 229. ⁴ А. С. Ахматов, ДАН, 30, № 2, 119 (1941). ⁵ В. В. Соколовский, Теория пластичности, 1 изд., АН СССР, 1946, стр. 172; А. Д. Томленов, Теория пластических деформаций металлов, 1951, стр. 143. ⁶ Б. В. Дерягин, Н. А. Кротова, Адгезия, изд. АН СССР, 1949, стр. 95. ⁷ П. А. Ребиндер, Н. А. Семеновко, ДАН, 64, № 6, 835 (1949). ⁸ А. С. Ахматов, Докл. 2-й Всес. конф. по трению и износу в машинах, 3, 146 (1949).