

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Г. М. БАРТЕНЕВ

К ТЕОРИИ СУХОГО ТРЕНИЯ РЕЗИНЫ

(Представлено академиком П. А. Ребиндером 27 IV 1954)

Как известно, резина представляет собой пространственную сетку, состоящую из гибких линейных молекул каучука. В отличие от твердых тел, у которых при обычных температурах атомы или молекулы прочно закреплены на своих местах, цепи пространственной сетки резины совершают быстрые тепловые движения, перемещаясь из одного равновесного положения в другое. При контакте резины с поверхностью твердого тела отдельные цепи, находящиеся в поверхностном слое, сцепляются с частицами твердой поверхности*. Число цепей, находящихся в контакте с поверхностью, зависит от шероховатости трущихся поверхностей и величины нормального давления.

Каждая цепь находится в контакте с поверхностью ограниченное время, а затем совершает перескок в новое место контакта. Время, прошедшее от одного перескока к другому, есть время «оседлой жизни» цепи, равное по Я. И. Френкелю (1),

$$\tau = \tau_0 e^{U/kT}, \quad (1)$$

где U — величина энергетического барьера; постоянная $\tau_0 \cong 10^{-12}$ сек.

Пока к резине не приложена тангенциальная сила, цепь в среднем не перемещается в каком-либо одном преимущественном направлении, а совершает перескоки вдоль поверхности с одинаковой вероятностью по всем направлениям. При приложении внешней силы создаются условия для преимущественного перескока цепей в направлении силы. Это представление в сущности не отличается от аналогичного молекулярного механизма вязкого течения, предложенного Френкелем и Эйрингом. Очевидно, что средняя скорость перемещения цепи в направлении силы равна скорости скольжения всего образца резины в целом относительно твердой поверхности.

Ниже рассматривается скольжение резины любой шероховатости по гладким твердым поверхностям** с высотой микроскопических выступов меньше или того же порядка величины, что и средняя квадратичная длина отдельной цепи ($\approx 50 \text{ \AA}$). В этих случаях перескоки цепей от одного контакта к другому происходят в направлениях, перпендикулярных к нормальной нагрузке***. В процессе установившегося скольжения среднее число цепей, находящихся в контакте с твердой поверхностью, остается постоянным во времени.

* Для того чтобы имело место чисто внешнее трение, необходимо, чтобы силы сцепления резины и твердого тела имели нехимическую природу с энергией активации и прочностью значительно меньшими, чем энергия активации и прочность химических связей, образующих цепную молекулу полимера. Если это условие не соблюдено, то при возрастании тангенциальной силы внутри материала будет происходить разрыв цепей, а внешнее трение будет отсутствовать.

** Рассмотрение скольжения резины по твердым шероховатым поверхностям усложнит математическую сторону вопроса, но не изменит основных выводов.

*** В случае шероховатой твердой поверхности на подъемах выступов нормальное давление будет препятствовать, а на спусках — способствовать перескокам цепей.

Рассмотрим перескоки какой-либо цепи вдоль поверхности твердого тела, причем перемещающееся место контакта цепи примем за начало подвижной полярной системы координат, у которой прямая $\varphi = 0$ совпадает с направлением тангенциальной силы F . При $F = 0$ перескоки цепи происходят с одинаковой вероятностью по всем направлениям φ от 0 до 2π . Частота этих перескоков $\nu = 1/\tau$. Отсюда следует, что частота перескоков в каком-либо направлении φ равна:

$$d\nu = \frac{1}{2\pi\tau} d\varphi = \frac{1}{2\pi\tau_0} e^{-U/kT} d\varphi.$$

При наличии тангенциальной силы энергетический барьер трансформируется таким образом, что высота его уменьшается (если $\cos \varphi > 0$) или возрастает (если $\cos \varphi < 0$) на величину $\delta A = \frac{\lambda}{2} \delta F \cos \varphi$, имеющую смысл элементарной работы против внешних сил при перемещении цепи на отрезок пути, равный $\lambda/2$, где λ — среднее расстояние между соседними местами контакта, δF — тангенциальная сила, приходящаяся на одну цепь. Очевидно, $\delta F = F/N_k$, где N_k — число цепей, находящихся в контакте с поверхностью твердого тела. Поэтому $\delta A = \gamma F \cos \varphi$, где $\gamma = \lambda/2N_k$ и $F \cos \varphi$ — составляющая тангенциальной силы в направлении перескока.

Таким образом, заменяя U на $U - \gamma F \cos \varphi$, получим *

$$d\nu = \frac{1}{2\pi\tau_0} e^{-(U - \gamma F \cos \varphi)/kT} d\varphi = \frac{1}{2\pi\tau} e^{z \cos \varphi} d\varphi.$$

Параметр z равен:

$$z = \frac{\gamma F}{kT} = \frac{a\mu}{kT}, \quad (2)$$

где F — тангенциальная сила или равная ей сила трения $F = \mu P$, μ — коэффициент трения и P — нормальная нагрузка.

Постоянная a равна:

$$a = \gamma P = \frac{\lambda P}{2N_k} = \frac{\lambda p}{2n_k}, \quad (3)$$

где p — нормальное давление; n_k — число цепей, находящихся в контакте с твердой поверхностью, отнесенное к единице номинальной площади контакта резины и твердого тела, причем n_k зависит от нормального давления и шероховатости трущихся поверхностей.

Перескоки в направлении φ дают слагающие скоростей $dv = \lambda \cos \varphi d\nu$ в направлении тангенциальной силы и $du = \lambda \sin \varphi d\nu$ в поперечном направлении. Отсюда получим для скорости скольжения резины в направлении действия силы

$$v = \frac{\lambda}{\pi\tau} \int_0^\pi e^{z \cos \varphi} \cos \varphi d\varphi = -\frac{\lambda}{\tau} iJ_1(iz) = \frac{\lambda}{\tau} \frac{dI_0(z)}{dz} = \frac{\lambda}{\tau} I_1(z) \quad (4)$$

и в поперечном направлении

$$u = \frac{\lambda}{\pi\tau} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} e^{z \cos \varphi} \sin \varphi d\varphi = 0, \quad (5)$$

где $J_1(iz)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка от мнимого аргумента iz , причем $iJ_1(iz)$ — величина действительная и поло-

* Рассматривая перескоки по упрощенной схеме Френкеля — Эйринга только в двух направлениях: прямом ($\varphi = 0$) и обратном ($\varphi = \pi$), получим простую, но неточную формулу $v = \frac{\lambda}{\tau} \text{sh}(\gamma F/kT)$, аналогичную формулам Эйринга для вязкого течения и Френкеля для ионной проводимости кристаллов.

жительная; $I_0(z)$ и $I_1(z)$ — видоизмененные функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков.

При малых значениях силы, когда $z \ll 1$, скорость скольжения равна

$$v = \frac{\lambda \gamma F}{2\tau_0 kT} e^{-U/\hbar T}. \quad (6)$$

При больших значениях силы, когда $z \gg 1$, ограничиваясь первым членом асимптотического разложения, получим

$$v = \frac{\lambda}{\tau_0} \sqrt{\frac{kT}{2\pi\gamma F}} e^{-(U-\gamma F)/\hbar T}. \quad (7)$$

Из полученных формул вытекает, что только при $F=0$ скорость скольжения резины равна нулю. Следовательно, сухое трение резины в отличие от сухого трения твердых тел характеризуется тем, что сила и коэффициент трения покоя равны нулю.

Среднюю длину перескока можно принять по порядку величины равной $\lambda = 10^{-7}$ см, что соответствует нескольким атомным расстояниям. Время релаксации τ можно определить, если известна энергия активации процесса трения. Энергию активации оценим, исходя из предположения, что силы сцепления между резиной и твердым телом имеют ван-дер-ваальсову природу. Энергия активации процессов течения и релаксации, обусловленных межмолекулярными силами указанного типа, имеет для каучуков значения порядка 10–20 ккал/моль.

Полагая, в частности, энергию активации для трения технической резины по стали в опытах Харри и Прока⁽²⁾ равной $U = 14\,000$ кал/моль ($\tau = 0,025$ сек.) и $a = 30 kT$ (при $T = 294^\circ \text{K}$), получим рассчитанную по формуле (4) характеристику трения, приведенную на рис. 1. На рис. 1 приведены также экспериментальные данные Харри и Прока, полученные при температуре 21°C после предварительной приработки поверхности резины в течение 5 мин. Согласие между теоретической кривой и экспериментальными данными вполне удовлетворительно.

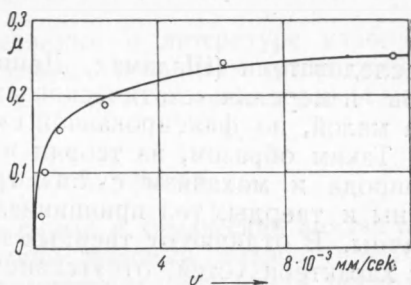


Рис. 1. Теоретическая характеристика трения резины, рассчитанная при $U = 14\,000$ кал/моль и $a = 30 kT$; точки — данные Харри и Прока для пары резина — сталь

Из теории и экспериментальных данных этих авторов следует, что коэффициент трения покоя равен нулю. Однако сами авторы не решились сделать этот вывод, а объясняли наблюдаемое явление наличием при малых тангенциальных силах высокоэластической сдвиговой деформации, развивающейся во времени (крип).

Из данных Шаламаха⁽³⁾ по трению ненаполненной резины на основе натурального каучука (при $p = 1,2$ кг/см²) следует, что для пары резина — стекло при $T = 300^\circ \text{K}$ постоянная $a = 10,2 kT$. На рис. 2 в полулогарифмических координатах приведены экспериментальные данные Шаламаха для пары резина — стекло при 25°C и теоретическая зависимость по формуле (4) при значениях $U = 18\,300$ кал/моль ($\tau \cong 30$ сек.). Теоретическая зависимость при изменении тангенциальной силы от 5 до 10 кг или коэффициента трения от 0,8 до 1,6 и z от 8 до 16, хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. Эта зависимость приводит к формуле

$$v = B e^{-(U-\gamma F)/\hbar T}, \quad (8)$$

установленной Шаламахом эмпирически и близкой к теоретической формуле (7).

На рис. 3 приведена та же зависимость, что и на рис. 2, но в обычных координатах F и v . Характеристика трения резины по стеклу, изображенная в масштабах скоростей, создает ложное впечатление о наличии трения покоя. Коэффициенты трения, соответствующие нижней границе измерений, без достаточных оснований принимались в качестве коэффициентов трения покоя. С практической точки зрения, однако, можно ввести понятие об условном коэффициенте трения покоя. Под этим показателем можно понимать коэффициент трения, отнесенный к скорости скольжения в 1 мм/час. Эта скорость лежит на границе скоростей, применяемых в обычных методиках исследования трения резины. В связи с существенной зависимостью силы трения резины от скорости скольжения при малых скоростях некоторые

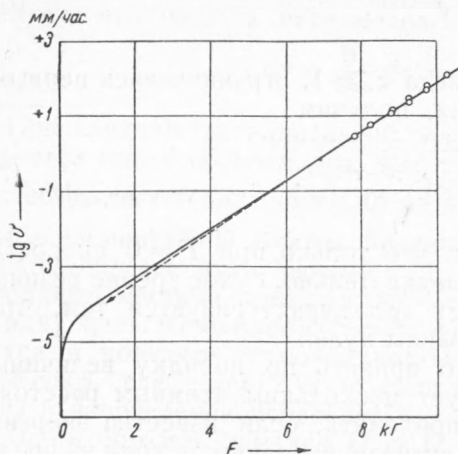


Рис. 2. Теоретическая зависимость скорости от тангенциальной силы при $U = 18\,300$ кал/моль, $a = 10,2$ кГ, $T = 298^\circ\text{К}$; точки — данные Шаламаха для пары резина — стекло при 25°Ц

исследователи (Шаламах, Денни и др.) отказались от прямых методов измерения «статического трения», измеряя силу трения при весьма малой, но фиксированной скорости скольжения.

Таким образом, из теории и эксперимента следует, что физическая природа и механизм сухого трения резины и твердых тел принципиально различны. В отличие от твердых тел, резина характеризуется отсутствием статического трения (коэффициент и сила трения покоя равны нулю). Поэтому перенос законов статического трения твердых тел на трение резины не имеет физического смысла. Развитая теория трения может быть применена к трению других высокополимерных аморфных материалов выше температуры стеклования и, в частности, к пристенному скольжению полимеров. Теория дает удовлетворительное объяснение известному факту, что сила трения высокоэластических материалов (в том числе и резины) с увеличением скорости скольжения возрастает^(4, 5).

В заключение выражаю глубокую благодарность чл.-корр. АН СССР Б. В. Дерягину за ценные замечания при обсуждении данной работы.

Научно-исследовательский институт
резиновой промышленности

Поступило
23 III 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Я. И. Френкель, Кинетическая теория жидкостей, Изд. АН СССР, 1945.
² J. Hurry, J. Prock, India Rubber World, **128**, 619 (1953). ³ A. Schallamach, Proc. Phys. Soc. (B), **66**, 386 (1953). ⁴ И. В. Крагельский, Трение волокнистых веществ, 1941. ⁵ Г. М. Бартенев, Л. Е. Перегудова, ДАН, **69**, № 2 (1954).