

©1993

## О РАЗНИЦЕ МЕЖДУ СТАТИЧЕСКОЙ И ДИНАМИЧЕСКОЙ СИЛАМИ ТРЕНИЯ

*М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев*

В соответствии с одной из гипотез причина, по которой трение покоя всегда больше, чем трение скольжения, состоит в том, что в процессе перемещения движущийся предмет совершает колебания в плоскости, перпендикулярной плоскости скольжения (слегка "подскакивает"). Проведены эксперименты, подтверждающие это предположение и позволяющие оценить амплитуду и частоту таких колебаний. С этой целью измерены среднее значение  $\bar{r}$  и спектральная плотность флуктуаций  $S_r$  электрического контактного сопротивления  $r$  во время движения (сталь по стали). Показано, что величина  $\bar{r}$  при движении может на  $2 \div 3$  порядка превышать статическую величину контактного сопротивления. Исследованы зависимости спектральной плотности флуктуаций  $S_r$  и сопротивления  $\bar{r}$  от площади контактной площадки и давления на движущееся тело. Сделан вывод, что "подскакивания" в процессе движения действительно вносят важный вклад в формирование разницы между трением покоя и трением скольжения.

Измерены средние значения  $\bar{r}$  и спектральные зависимости  $S_r$  в условиях трения качения.

Сила, необходимая для того, чтобы сдвинуть предмет с места, в условиях сухого трения всегда больше, чем сопротивление скольжению при тех же условиях. Этот факт, хорошо известный из повседневного опыта, был введен в научный обиход Леонардом Эйлером в 1750 г. Несколько позже этот эффект был детально изучен Ш.Кулоном. С тех пор исследованию природы этого явления посвящено много работ, однако и до настоящего времени детальное понимание механизма эффекта отсутствует.

Одна из гипотез связывает этот эффект с тем, что в процессе перемещения движущийся предмет слегка подскакивает (совершает колебания в плоскости, перпендикулярной плоскости скольжения). Описание экспериментов, поддерживающих эту гипотезу, и соответствующие ссылки можно найти в работах [1,2]. Однако получить какие-либо количественные данные об амплитуде и частоте таких колебаний до последнего времени не удавалось.

Недавно в кратком сообщении [3] для количественного описания колебаний мы использовали методику измерения спектральной плотности флуктуаций сопротивления контакта между двумя металлами в условиях сухого трения.

В настоящей работе мы более подробно опишем методику эксперимента и результаты, кратко изложенные в [3]. Кроме того, мы приведем результаты исследования флуктуаций контактного сопротивления в условиях трения качения.

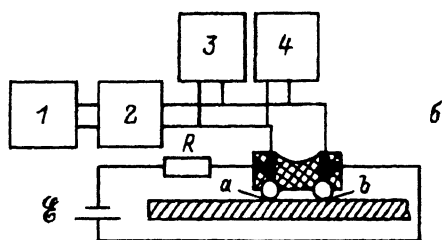
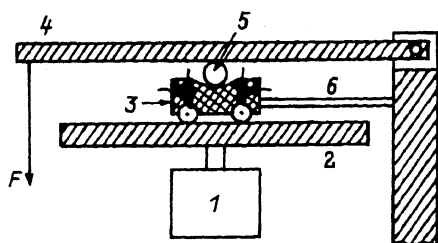
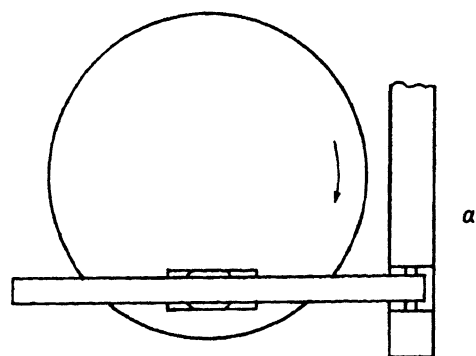


Рис. 1. Конструкция экспериментальной установки (а) и электрическая схема измерений (б).

а: 1 — электромотор с редуктором; 2 — стальной диск; 3 — деталь с запрессованными шариками; 4 — штанга, передающая усилие  $F$  на деталь 3 через центрирующий шарик 5; б — гибкая пластина; б:1 — анализатор спектра, 2 — усилитель, 3 — осциллограф, 4 — вольтметр.

## 1. Методика эксперимента

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1,а. На оси редуктора, приводимого во вращение электромотором 1, закреплен металлический диск 2. На поверхности вращающегося диска в стороне от оси располагается диэлектрическая деталь 3 с запрессованными в нее стальными шариками. Шарика закреплены жестко и вращаться не могут. Они прижимаются к поверхности диска штангой 4 через центрирующий шарик 5, обеспечивающий равную нагрузку на оба опорных шарика. Усилие  $P$ , прижимающее деталь 3 к плоскости, регулируется весом груза, подвешенного к концу штанги 4. Деталь 3 при вращении диска 2 остается неподвижной. Она удерживается тонкой гибкой пластиной б. Пластина не препятствует вертикальному смещению детали, предотвращая в то же время ее смещение по двум другим осям.

Электрическая схема измерений показана на рис. 1,б. Напряжение  $\varepsilon$  сухой батареи большой емкости обуславливает протекание тока  $I_0$  в цепи, образованной последовательным соединением высокостабильного резистора  $R$ , опорных шариков и металлического диска. Величина со-

противления  $R$  выбиралась на 3–4 порядка большей, чем контактное сопротивление  $r_{st}$  между шариками и диском в статическом состоянии (т.е. когда диск не вращался). Поэтому в цепи реализуется режим генератора тока. Напряжение  $U_{ab}$  между точками  $a$  и  $b$ , пропорциональное мгновенному значению контактного сопротивления  $r = U_{ab}/I_0$ , наблюдалось на экране осциллографа. Оно подавалось также на вход малошумящего усилителя, а затем на анализатор спектра (С4–5 или СК4–72). Цифровой вольтметр с интегрирующей цепочкой на входе измерял среднее значение сопротивления  $r$ .

Идея эксперимента состоит в следующем. При  $P = 0$  контакт между шариками и плоскостью теоретически осуществляется в одной точке, а центры шариков отстоят от плоскости на расстояние  $R_0$ . В статике (при неподвижном диске) с увеличением  $P$  расстояние от центра шариков до плоскости уменьшается на величину  $\beta(P)$ , а радиус контактной площадки  $a$  растет. Для данного значения  $P$  "идеальное" статическое электрическое сопротивление контакта составляет величину  $r_0 \approx \rho/2a$  ( $\rho$  — удельное сопротивление металла). Реальное значение  $r_{st}$ , конечно, существенно больше, поскольку контакт между поверхностями, как хорошо известно, осуществляется лишь между микронеоднородностями двух соприкасающихся поверхностей (см., например, [4]). При движении подсакивание шарика приводит к уменьшению площади контакта и, следовательно, к увеличению сопротивления  $r$ . Подскок шарика на высоту  $\beta$  будет приводить к разрыву цепи ( $r \rightarrow \infty$ ). Можно думать, что характерная высота подсакивания будет равняться характерным размерам микронеоднородностей ( $\sim 10^{-4}$  см). Подбрав величины  $R_0$  и  $P$ , можно легко реализовать ситуацию, когда величина  $\beta$  также составляет  $\sim 10^{-4}$  см. В этом случае можно ожидать очень значительного (на несколько порядков) увеличения величины  $r$  по сравнению со статическим значением (использование пары шариков, а не одного обусловлено большей устойчивостью конструкции и возможностью осуществления внешних контактов только к неподвижным частям конструкции).

Флуктуации контактного сопротивления в условиях трения качения измерялись в схеме четырехшариковой машины трения качения [4]. В исследуемой схеме ведущий шарик оставался неподвижным, вращалась обойма с тремя нижними шариками. Ток подводился к неподвижному шарикам и обойме, причем площадь скользящего контакта к вращающейся обойме в  $10^3 \div 10^4$  раз превосходила площади контактов шариков друг с другом и обоймой.

## 2. Флуктуации контактного сопротивления в условиях трения скольжения

Даже в случае, когда диск неподвижен (статика), величина контактного сопротивления флуктуирует во времени. Характеристики таких флуктуаций изучались в десятках работ (см., например [5]). Следует, однако, подчеркнуть, что при движении диска во всех исследованных режимах (как для сухого трения, так и при наличии смазки) флуктуации сопротивления  $\delta r$  оказываются на много порядков выше, чем в статическом режиме.

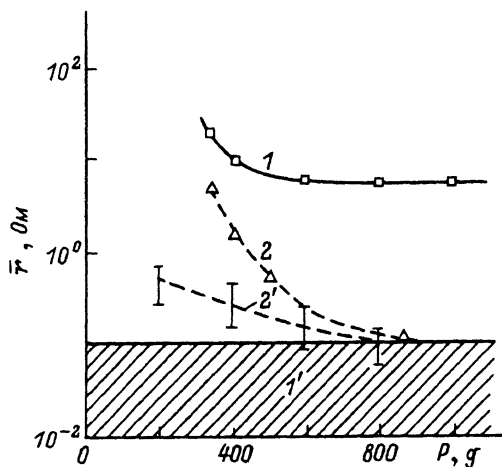


Рис. 2. Зависимость контактного сопротивления  $\bar{r}$  от силы  $P$ .

1, 1' — сухое трение; 2, 2' — трение при наличии смазки. 1, 2 — динамический режим; 1', 2' — статический режим.

### а) Статическое контактное сопротивление.

Статическое сопротивление составило предмет исследования многих сотен работ. Поэтому мы только кратко отметим основные результаты, полученные в тех же опытах и на тех же объектах, для которых изучалось сопротивление при движении. Использовались стальные шарики радиуса  $R_0 = 3.5$  мм. При нагрузке  $P/2$  на каждый шарик радиус контактной площадки  $a$  в соответствии с формулой Герца [6] составляет  $a \approx \approx 1.11(P R_0 / 2 E)^{1/3}$ , где  $E$  — модуль упругости для стали. При характерном значении  $P/2 = 5$  Н и  $E \approx 2 \cdot 10^{11}$  Па величина  $a = 5 \cdot 10^{-3}$  см, а значение “идеального” контактного сопротивления для двух последовательно соединенных контактных площадок  $r_0 \approx \rho/a$  [7]. При  $\rho = 2 \cdot 10^{-5}$  Ом·см (удельное сопротивление стали) величина  $r_0 = 4 \cdot 10^{-3}$  Ом. Экспериментально измеренные значения  $r_{st}$  соответствуют на рис. 2 области I и лежат в диапазоне  $10^{-2} \lesssim r_{st} \lesssim 10^{-1}$  Ом. Величина  $r_{st}$  определяется не столько значением  $P$ , сколько такими факторами, как время контакта, метод очистки поверхности, величина предварительной нагрузки и т.д. [4,7].

Когда опорные шарики и диск обильно покрыты смазкой (жидкая смазка типа ТАП-15В), величина  $r_{st}$  при относительно малых  $P$  заметно повышается. Для этого случая зависимость  $r_{st}(P)$  показана кривой 2 на рис. 2.

Даже для  $P = 200$  г среднее по контурной площадке давление  $P_0 = P/2\pi a$  составляет  $\sim 0.35$  ГПа. Реальное давление на микроконтактах, конечно, еще выше. Представляло интерес определить, какой из механизмов ответствен за увеличение контактного сопротивления в таких условиях. Первое возможное объяснение состоит в том, что смазка просто уменьшает число микроконтактов. Сопротивление току граничного слоя смазки на контактах мало вследствие того, что остаточный слой туннельно прозрачен для тока. Второе объяснение состоит в том, что заметный вклад в величину  $r_{st}$  вносит сопротивление тонкого слоя смазки [8].

Чтобы понять, какая из двух гипотез в нашем случае верна, мы провели температурные измерения  $r_{st}$ . Кривая 1 на рис. 3 показывает зависимость  $r_{st}(T)$  для сухого контакта ( $P = 160$  г). Вплоть до  $T \lesssim 100$  К

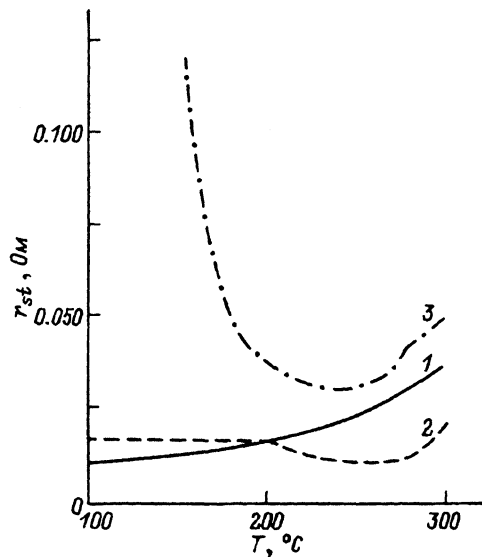


Рис. 3. Температурные зависимости статического контактного сопротивления.

1 — контакт сталь-сталь (без смазки), 2, 3 — при наличии смазки;  $P=560$  (2) и  $160$  г (3).

проводимость сохраняет “металлический” характер,  $dr_{st}/dT < 0$ . При  $300$  К

$$\alpha_T = \frac{1}{r_{st}} \frac{dr_{st}}{dT} \approx 10^{-2} \text{град}^{-1}.$$

По мере понижения температуры величина  $\alpha_T$  монотонно уменьшается.

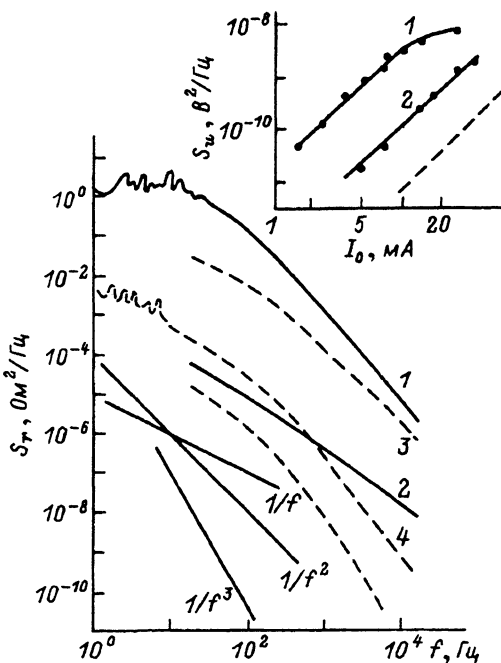
Кривая 2 (рис. 3) снята при наличии смазки и усилия  $P = 560$  г. Сопротивление остается небольшим во всем исследованном интервале температур, хотя характер зависимости  $r_{st}(T)$  заметно изменяется.

Кривая 3 (рис. 3) снята при наличии смазки и усилия  $P = 160$  г. При  $T \sim 300$  К характер зависимости  $r_{st}(T)$  такой же, как и для кривой 2. Однако при  $T \lesssim 200$  К сопротивление резко растет с дальнейшим понижением температуры. При  $T \lesssim 150$  К величина  $r_{st}$  возрастает на  $8 \div 10$  порядков: электрический контакт шарик-плоскость оказывается практически разомкнутым. Расклинивающее давление [9,10] оказывается достаточно большим, чтобы преодолеть среднее давление  $\sim 0.3$  ГПа.

Как видно из рис. 3, при  $T \sim 300$  К ход температурной зависимости  $r_{st}(T)$  для всех трех кривых практически одинаков. Это обстоятельство дает основание полагать, что при  $300$  К вклад электрического сопротивления граничного слоя смазки в величину  $r_{st}$  невелик и роль смазки состоит в основном в уменьшении числа микроконтактов.

### б) Исследование контактного сопротивления в процессе движения.

При вращении диска величина контактного сопротивления резко возрастает. Кривая 1 (рис. 2) показывает зависимость среднего по времени контактного сопротивления  $\bar{r}$  от нагрузки  $P$  в условиях сухого трения при вращении диска с угловой скоростью  $8.8$  об/мин и при расстоянии от оси вращения до опорных шариков  $\sim 20$  мм (линейная скорость перемещения  $V = 1.8$  см/с). Видно, что  $\bar{r}$  превышает величину  $r_{st}$  на 2–3 порядка. Ниже



**Рис. 4.** Частотные зависимости спектральной плотности флуктуаций контактного сопротивления при движении.  $v = 1.8$  см/с.

1, 2 — сухое трение; 3–5 — трение при наличии смазки. Нагрузки  $P$  (г): 1 — 400, 2 — 1200, 3 — 200, 4 — 600, 5 — 1200. На вставке — зависимость спектральной плотности флуктуаций напряжения на контактах  $a, b$  от измерительного тока  $I_0$  (при наличии смазки). Частота анализа  $f = 80$  Гц. 1 —  $P = 600$ , 2 — 1200 г. Штриховой линией показан наклон, соответствующий зависимости  $S_u \sim I_0^2$ .

при обсуждении результатов эксперимента мы покажем, что это означает, что большую часть времени радиус контакта между плоскостью и шариками значительно меньше, чем в статике, т.е. что колебания тела в плоскости, перпендикулярной плоскости скольжения, играют очень важную роль в кинетике процесса.

Кривая 2 (рис. 2) показывает зависимость  $r(P)$  при наличии смазки. Видно, что при относительно небольших нагрузках  $P$  вертикальные колебания (подпрыгивания) играют важную роль и в этом случае.

На рис. 4 показаны частотные зависимости спектральной плотности флуктуаций сопротивления  $S_r(f)$ , снятые при различных нагрузках  $P$  как для сухого трения (кривые 1, 2), так и при наличии смазки (кривые 3–5). Видно, что в диапазоне частот анализа  $20 \text{ Гц} \lesssim f \lesssim 20 \text{ кГц}$  для смазанных поверхностей при всех нагрузках, а для сухого трения при малых нагрузках  $S_r$  падает с ростом  $f$  приблизительно по закону  $S_r \sim \sim f^{-2} \div f^{-3}$ . При больших нагрузках (кривая 2) зависимость для сухого трения имеет вид, характерный для шума  $1/f$ .

Для кривых 1 и 4 измерения были продолжены в область низких частот вплоть до значения  $f = 1$  Гц. Видно, что в области низких частот, напротив, зависимость  $S_r(f)$  имеет вид типа  $1/f$  для смазанных поверхностей и практически не зависит от частоты для случая сухого трения (пики на зависимости  $S_r(f)$  в области низких частот соответствуют гармоникам частоты вращения диска).

Характерная частота  $f_0 \approx 40$  Гц, выше которой большинство зависимостей падает с частотой как  $f^{-2}$ , совпадает с обратным временем  $1/(2\pi\tau_0)$ , где  $\tau_0 \approx a/v$  ( $a$  — радиус контакта,  $v$  — скорость относительного движения шариков и диска). При увеличении скорости  $v$  частота  $f_0$  растет приблизительно пропорционально  $v$ .

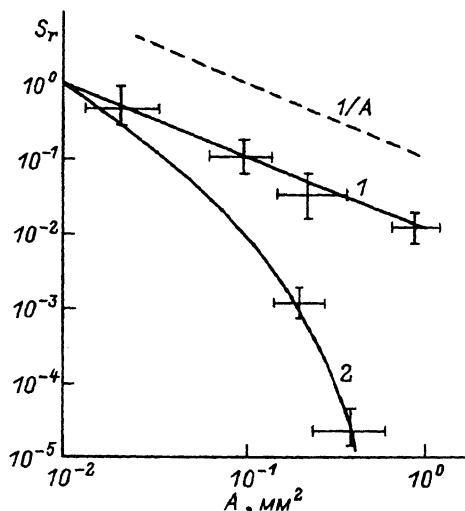


Рис. 5. Зависимость спектральной плотности флуктуаций сопротивления от площади контакта при наличии смазки (см. текст).

Частота анализа 80 Гц.

При измерениях необходимо быть уверенным, что измеряемые флуктуации напряжения  $U_{\alpha\beta}$  (рис. 1) действительно обусловлены флуктуациями сопротивления  $r$ . Простым, но эффективным методом проверки является измерение зависимости  $S_u$  от тока в измерительной цепи  $I_0$ . Величина  $S_u$  должна быть пропорциональна  $I_0^2$  в достаточно широком диапазоне значений  $I_0$  [11]. На вставке к рис. 4 показаны зависимости  $S_u(I_0)$ , снятые при двух значениях  $P$ . Видно, что условие  $S_u \sim I_0^2$  действительно выполняется в широком диапазоне токов. Причем чем больше  $P$ , тем до больших значений  $I_0$  сохраняется такая зависимость. Качественно это обстоятельство понятно, так как с ростом  $P$  увеличивается площадь контакта между опорными шариками и проводящей плоскостью и, следовательно, при том же значении  $I_0$  падает плотность тока в контакте  $j_0$ . Все измерения выполнены в той области токов  $I_0$ , где  $S_u \sim I_0^2$ .

С практической точки зрения использованный нами контакт шарик-плоскость может считаться "точечным". Можно ожидать, что с ростом площади контакта из-за интегрирования по многим "точечным" контактам эффект вертикальных колебаний может уменьшаться.

На рис. 5 показаны зависимости спектральной плотности флуктуаций сопротивления от площади контакта между шариками и плоскостью  $A = \pi a^2$ . Кривая 1 снята следующим образом. Начальная точка ( $S_r = 1$ ,  $A = 10^{-2}$  мм<sup>2</sup>) измерена аналогично описанным выше зависимостям (рис. 4). Затем шарики шлифовались с помощью карбид-кремниевое абразивного порошка до желательного диаметра, отмывались и вновь ставились на плоскость. Измерение диаметра проводилось с помощью микроскопа. Такая процедура повторялась последовательно несколько раз. Из рис. 5 видно, что полученная в таких условиях зависимость шума от площади контакта близка к виду  $S_r \sim 1/A$ .

Кривая 2 (рис. 5) снята в условиях, когда диаметр контактной площадки менялся за счет износа в процессе трения. В смазку, покрывающую шарики и плоскость диска, добавлялось очень небольшое количество абразивного порошка. Ожидалось, что в процессе трения шумы будут уменьшаться за счет площади контакта, так же как и для кривой 1. Ре-

зультат, однако, оказался нежизненным: в таких условиях зависимость  $S_r(A)$  падает с ростом  $A$  гораздо резче (кривая 2 на рис. 5).

### в) Обсуждение результатов.

Убедимся прежде всего, что если наблюдающийся спектр флуктуаций сопротивления действительно обусловлен "подскакиваниями", то основной вклад в наблюдающееся во время движения значение  $\bar{r}$  вносят "подскакивания" в изученной полосе частот  $\sim 1 \div 10$  Гц. В самом деле, при  $\bar{r} \gg r_{st}$  должно выполняться равенство

$$\bar{r} \cong \left( \int_0^{\infty} S_r df \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Аппроксимируя кривую 1 (рис. 4) выражением  $S_r = C$  при  $f < f_0$  и  $S_r = C f_0^2 / f^2$  при  $f > f_0$  для  $f_0 = 40$  Гц и  $C = 1$  Ом<sup>2</sup>/Гц, из (1) получим  $r = 8.94$  Ом. Ограничиваясь же полосой частот от 1 до 10<sup>4</sup> Гц, получим  $\bar{r} = 8.89$  Ом. Заметим, что полученное значение  $\bar{r}$  близко к экспериментально измеренному в соответствующих условиях.

Аналогично для кривой 4 (рис. 4), аппроксимируя ее выражением  $S_r = B f_0 / f$  при  $f < f_0$  и  $S_r = B f_0^2 / f^2$  при  $f > f_0$ , заменяя в интеграле (1) нижний предел на 1 Гц, при  $f_0 = 40$  Гц и  $B = 1.6 \cdot 10^{-4}$  Ом<sup>2</sup>/Гц, получим  $r = 0.3$  Ом. Замена верхнего предела в (1) на 10<sup>4</sup> Гц практически не сказывается на вычисленном значении  $\bar{r}$ , которое и в этом случае близко к экспериментально измеренному в аналогичном режиме (ср. с кривой 2 на рис. 2).

Таким образом, возрастание среднего значения  $\bar{r}$  по сравнению с  $r_{st}$  действительно вызвано флуктуациями  $\delta r$  в исследованной полосе частот.

Конечно, причиной флуктуаций сопротивления могут быть не только колебания в плоскости, перпендикулярной плоскости скольжения. Величина  $r$  может флуктуировать также за счет "смены точек касания" [12] (см. также [7], часть 2), разной степени окисления или загрязнения микроконтактов и т.д. Можно думать, что флуктуации и величина  $r$  за счет этих механизмов по порядку будут такими же, как и при постановке контактов на разные точки диска (при том же значении давления  $P$ ). Как уже отмечалось, при одном и том же значении  $P$  действительно наблюдается широкий разброс значений  $r_{st}$ . При отсутствии смазки разброс в значениях  $r_{st}$  достигает порядка (рис. 2). Однако для проделанных нами нескольких сотен измерений величина  $r_{st}$  при любом значении  $P$  в пределах от 200 до 1200 г никогда не превышала 0.2 Ом. Величина же  $r$  при движении, как видно из рис. 2, лежит в пределах  $4 \div 30$  Ом.

Зависимость контактного сопротивления  $r$  при движении от различных факторов изучалась в очень большом числе работ для пары металл-угольные щетки (см. соответствующие ссылки в монографии [7]). Однако ввиду хороших смазочных характеристик графита такая пара не представляет интереса с точки зрения поставленной в настоящей работе задачи. Зависимость спектральной плотности флуктуаций напряжения на контактах металл-металл при скольжении изучалась для целого ряда контактных пар в работе [13]. Целью работы являлось изучение процессов износа. С точки зрения поставленной в настоящей работе задачи



в работе [13] имеется несколько недостатков. Во-первых, ползун совершал возвратно-поступательные движения; в момент смены направления движения возникали особенности, ясно видимые на приводимых в [13] осциллограммах. Оценить вклад этих особенностей довольно трудно, хотя очевидно, что этот вклад существен. Во-вторых, никаких измерений  $\bar{r}$  и  $r_{st}$  в работе [13] не проводилось. Наконец, снятие спектральных зависимостей  $S_r(f)$  осуществлялось в [13] только при одном фиксированном значении  $P$ .

Тем не менее приведенные в работе [13] данные позволяют сделать выводы, подтверждающие, с нашей точки зрения, результаты, полученные в настоящей работе. Ползун в [13] имел размеры  $5 \times 5$  мм, измерительный ток через контакт составлял  $I_0 = 5$  мА, давление на контакт  $P = 20$  г, ширина полосы анализатора спектра  $\Delta f = 3$  Гц. Используя эти данные и приводимые в работе зависимости среднего квадрата шумового напряжения  $\overline{\delta U^2}$  от частоты  $f$ , можно оценить величину контактного сопротивления  $r$  при движении для исследованных пар, пользуясь аппроксимациями  $\overline{\delta U^2} f$ , аналогичными использованным выше для  $S_r(f)$ . При этом

$$S_u = \frac{\overline{\delta U^2}}{\Delta f}, \quad S_r = \frac{S_u}{I_0^2}. \quad (2)$$

Таким образом, например, для пары Au-Au (см. рис. 2 работы [13]), считая  $S_r = 0.1 \text{ Ом}^2/\text{Гц}$  при  $f < 100$  Гц и  $S_r = 10/f$  при  $f > 100$  Гц, заменяя верхний предел в интеграле (1) на  $10^5$  Гц, получим

$$\bar{r} \cong \left( \int_0^\infty S_r df \right)^{1/2} \approx \left( \int_0^{10^5} S_r df \right)^{1/2} \cong 9 \text{ Ом}. \quad (3)$$

Эта величина на много порядков превосходит ожидаемое статическое сопротивление контактной площадки Au-Au размером  $5 \times 5$  мм. По нашему мнению, никакой сменой микроконтактов столь большая величина динамического сопротивления  $r$  объяснена быть не может, в особенности если учитывать практическую неокисляемость золота.

С другой стороны, вычисленное по приведенным в [13] данным сопротивление  $\bar{r} = 9$  Ом качественно согласуется с приведенными в настоящей работе данными. Площадь контакта  $A = 0.25 \text{ см}^2$  в [13] в  $\sim 2500$  раз превосходит величину  $A$  для контакта стальной шарик-плоскость ( $A \sim \sim 10^{-4} \text{ см}^2$ ). При равных давлениях  $P_0$  следовало бы ожидать, что уровень шума и, следовательно, величина  $\bar{r}$  в работе [13] будут гораздо меньше. Однако значение  $P_0$  в [13], равное  $\sim 10^4$  Па, в  $\sim 5 \cdot 10^4$  раз меньше, чем в данной работе. Из рис. 4 видно, как резко растет уровень шумов с уменьшением  $P_0$  ("подскакивать" с уменьшением  $P_0$  становится существенно легче). Именно благодаря столь незначительному давлению уровень шумов в [13] оказался столь высоким при большой площади  $A$ . Заметим, что вычисленное по данным [13] значение  $\bar{r}$  оказывается большим для всех изученных контактных пар (Ag, Cu, Zn, Ni, W, Mo, Al, Sn).

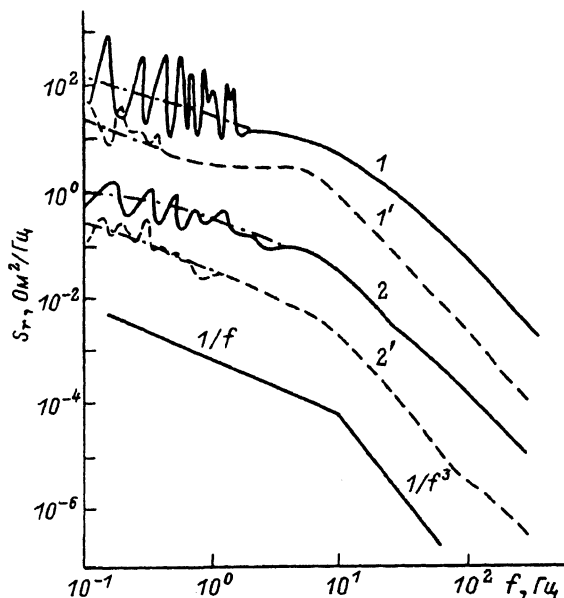


Рис. 6. Частотные зависимости спектральной плотности флуктуаций контактного сопротивления в условиях трения качения.

1, 1' —  $P = 400$ ; 2, 2' — 1200 г. Сплошные кривые — поверхность обоймы обработана на токарном станке, штриховые — полированная поверхность обоймы.

### 3. Флуктуации контактного сопротивления в условиях трения качения.

При измерении шумов в четырехшариковой машине трения качения вклад в шум вносят одновременно 6 контактов: 3 между центральным и периферийными шариками и 3 между периферийными шариками и металлической обоймой. При этом электрическая цепь замыкается через три параллельные ветви, каждая из которых образуется двумя последовательными соединениями контактов.

Частотные зависимости спектральной плотности шума в условиях трения качения показаны на рис. 6 для двух значений усилия  $P$ , прижимающего центральный шарик к периферийным по вертикали и для двух классов обработки поверхности обоймы. Угловая скорость вращения обоймы составляла 8.8 об/мин. Все зависимости сняты при сухом трении (без смазки). Измерения продолжены в область более низких частот по сравнению с рис. 4 (до 0.1 Гц).

Сплошные кривые соответствуют довольно грубой обработке поверхности обоймы на токарном станке. Зависимости, показанные штриховыми линиями, соответствуют полированной поверхности обоймы.

Из рис. 4 видно, что на частотах  $f \gtrsim 8 \div 10$  Гц зависимость для качения спадает приблизительно пропорционально  $1/f^3$ , в области более низких частот  $S_f \sim 1/f$ .

Обращает на себя внимание очень высокий уровень спектральной плотности шума при трении качения на низких частотах. На частоте 1 Гц при усилии  $P = 400$  г (кривая 1 на рис. 6) величина  $S_f$  при качении оказывается в  $\sim 50$  раз больше, чем для сухого трения скольжения при такой же обработке поверхности (ср. с кривой 1 на рис. 4). Даже для полированной поверхности величина  $S_f$  в  $\sim 5$  раз больше, чем при скольжении.

Высокий уровень флуктуаций сопротивления подтверждается и большими значениями величины сопротивления  $\bar{r}$  при качении. Так, для нагрузки  $P = 400$  г измеренное значение  $\bar{r}$  составляло  $12 \div 17$  Ом, для  $P = 1200$  г величина  $\bar{r} = 2 \div 3$  Ом. Сравнение измеренных значений  $\bar{r}$  с результатами вычислений, аналогичных расчетам по формуле (1), показывает разумное согласие между измеренными и вычисленными в соответствии с (1) значениями  $\bar{r}$ .

Таким образом, можно думать, что флуктуации площади контакта вносят определяющий вклад в формирование контактного сопротивления и в условиях трения качения.

Итак, для пары трения сталь-сталь измерены значения статического  $r_{st}$  и динамического (при скольжении)  $\bar{r}$  контактного сопротивления, а также частотная зависимость спектральной плотности флуктуаций контактного сопротивления.

Показано, что величина динамического сопротивления  $\bar{r}$  на 2-3 порядка превышает величину  $r_{st}$ . При этом возрастание значения  $\bar{r}$  по сравнению с  $r_{st}$  вызвано флуктуациями в измеренной полосе частот ( $1 - 10^4$  Гц). Продемонстрировано, что основной причиной флуктуаций  $\delta r$  служат колебания скользящего тела в плоскости, перпендикулярной плоскости скольжения (подскакивания). Такие подскакивания уменьшают эффективную площадь контакта между скользящими телами и служат причиной, по которой статическая сила сухого трения больше, чем динамическая.

Продемонстрировано, что при наличии смазки при средних давлениях  $P_0 \lesssim 0.2$  ГПа колебания в плоскости, перпендикулярной плоскости скольжения (подпрыгивания), также существенно уменьшают эффективную площадь контакта. С увеличением  $P$  разница в значениях  $r_{st}$  и  $\bar{r}$  уменьшается, однако даже при очень больших значениях  $P$  скользящее по смазке тело продолжает совершать колебания в плоскости, перпендикулярной плоскости скольжения.

Измерены частотные зависимости спектральной плотности флуктуаций контактного сопротивления в условиях трения качения. Обнаружено, что эти флуктуации в измеренной полосе частот ( $0.1 - 10^4$  Гц) очень велики и приводят к весьма высоким значениям динамического сопротивления  $\bar{r}$ . Частотные зависимости при качении носят качественно иной, чем при скольжении, характер.

Авторы искренне признательны И.И.Блехману, Ю.М.Гальперину, М.И.Дьяконову, В.И.Козубу, А.Л.Эфросу за внимание к работе и обсуждение результатов. Мы в особенности признательны В.В.Кончицу и Л.В.Марковой за критические замечания и указания на неизвестные нам ссылки.

#### Список литературы

- [1] Толстой Д.М. // ДАН СССР. Техническая физика. 1963. Т. 153. № 4. С. 820-823.
- [2] Григорова С.Р., Толстой Д.М. // ДАН СССР. Техническая физика. 1966. Т. 167. № 3. С. 562-563.
- [3] Левинштейн М.Е., Румянцев С.Л. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 5. С. 42-46.
- [4] Мур Д. Основы и применения трибоники. М.: Мир, 1978.
- [5] Hooge F.N., Kleinpenning T.G.M., Vandamme L.K.J. // Rep. Progr. Phys. 1981. V. 44. N 5. P. 481-532.
- [6] Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1975.
- [7] Хольм Р. Электрические контакты. М.: ИЛ, 1961.
- [8] Кончиц В.В., Маркова Л.В. // Трение и износ. 1991. Т. 12. № 6. С. 1003-1015.

- [9] Дерягин Б.В. // Сб. докл. V Конф. по поверхностным слоям. М.: Наука, 1974.
- [10] Дерягин Б.В., Чураев Н.В. Дополнение 2 к монографии Шелудко "Коллоидная химия". М.: Мир, 1984.
- [11] Коган Ш.М. // УФН. 1985. Т. 145. № 2. С. 285-328.
- [12] Rabinovicz E. // J. Appl. Phys. 1956. V. 37. N 2. P. 131-135.
- [13] Tsuchiya K., Tamai T. // Wear. 1972. V. 19. P. 245-258.

Физико-технический  
институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
11 ноября 1992 г.

