

ГИГАНТСКОЕ ВОЗРАСТАНИЕ БЕСКОНТАКТНОГО ТРЕНИЯ МЕЖДУ БЛИЗКОРАСПОЛОЖЕННЫМИ ТЕЛАМИ ЗА СЧЕТ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК И ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУР

А. И. Воложитин^{a,b*}, Б. Н. Дж. Перссон^{a**}, Х. Уэба^{c**}

^a *Institut für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich
D-52425, Germany*

^b *Самарский государственный технический университет
443100, Самара, Россия*

^c *Department of Electronics, Toyama University
930-8555, Gofuku, Toyama, Japan*

Поступила в редакцию 5 июля 2006 г.

Рассматривается влияние электрического напряжения и пространственного изменения поверхностного потенциала на затухание колебаний кронштейна атомного силового микроскопа. Это затухание связано с электростатическим трением, возникающим за счет диссипации энергии электромагнитного поля, создаваемого в образце статическими зарядами, которые индуцируются на поверхности наконечника кронштейна электрическим напряжением или пространственным изменением поверхностного потенциала. Аналогичный эффект возникает, когда наконечник колеблется в электростатическом поле, создаваемом заряженными дефектами в образце. Электростатическое трение сопоставляется с трением Ван дер Ваальса, обусловленным флуктуирующим электромагнитным полем, создаваемым квантовыми и тепловыми флуктуациями плотности тока внутри тел. Показано, что электростатическое трение и трение Ван дер Ваальса могут сильно возрасти, если на поверхности наконечника и образца имеются диэлектрические пленки или двумерные ($2D$) структуры, например, $2D$ -электронные системы или несоизмеримый слой адсорбированных ионов с акустическими колебаниями. Показано, что затухание колебаний кронштейна за счет электростатического трения при наличии $2D$ -систем может иметь такую же величину и зависимость от расстояния, какие наблюдались в недавнем эксперименте [6]. Показано, что при малых расстояниях трение Ван дер Ваальса может быть достаточно большим и его можно измерить экспериментально. Фононный механизм дает трение, которое зависит от приложенного электрического напряжения в четвертой степени, поэтому этот механизм может быть исключен из рассмотрения при объяснении экспериментальных данных, которые описываются квадратичной зависимостью.

PACS: 68.35.Af, 68.37.Ps, 73.20.Mf

1. ВВЕДЕНИЕ

Большое внимание в настоящее время привлечено к исследованиям бесконтактного трения, которое включает силу фрикционного увлечения между двумерными квантовыми ямами [1–3] и трение между наконечником атомного силового микроскопа и образцом [4–13]. Это связано с важностью трения для сверхчувствительной регистрации сил. Соглас-

но флуктуационно-диссипативной теореме, случайная сила, которая вызывает броуновское движение малой частицы, ответственна также за трение при движении частицы в среде. К примеру, детектирование одиночного спина с помощью магниторезонансной силовой микроскопии [14], которая была предложена для получения изображения биологических объектов с атомарным разрешением [15] и для квантового компьютера [16], требует уменьшения флуктуирующих сил (и, следовательно, трения) до беспрецедентного уровня. К тому же поиски квантовых

*E-mail: avoli@samgtu.ru

**B. N. J. Persson and H. Ueba

гравитационных эффектов на малых пространственных масштабах [17] и измерения сил Казимира [18] ограничены эффектами бесконтактного трения.

При бесконтактном трении тела разделены потенциальным барьером, достаточно широким, чтобы предотвратить туннелирование через него электронов или других частиц с конечной массой покоя, но позволяющим взаимодействие посредством дальнедействующего электромагнитного поля, которое всегда присутствует в вакуумном промежутке между телами и может иметь различную природу. Наличие неоднородного электрического поля между наконечником зонда и образцом трудно избежать даже в лучших экспериментальных условиях [6]. К примеру, даже если наконечник и образец являются монокристаллами, на поверхности наконечника имеются углы с различными кристаллографическими плоскостями. Наличие атомарных ступенек, адсорбатов и других дефектов также дает вклад в пространственное изменение поверхностного потенциала. Это часто называют лоскутным (patch) эффектом. Поверхностный потенциал может также изменяться электрическим напряжением, приложенным между наконечником и образцом. Неоднородное электрическое поле может также создаваться заряженными дефектами, внедренными в диэлектрический образец. Относительное движение заряженных тел будет приводить к трению, которое назовем электростатическим трением.

Кроме того, вне любого тела имеется флуктуирующее электромагнитное поле, которое приводит к дальнедействующему взаимодействию Ван дер Ваальса между телами [19] и ответственно за радиационную передачу тепла. Если тела находятся в относительном движении, то это же самое флуктуирующее электромагнитное поле приводит к трению, которое назовем трением Ван дер Ваальса.

Природа трения Ван дер Ваальса тесно связана с взаимодействием Ван дер Ваальса, возникающим, когда атом или молекула приобретают спонтанный электрический дипольный момент за счет квантовых флуктуаций. Короткоживущая атомная поляризация индуцирует дипольный момент в соседнем атоме или молекуле, которые расположены на некотором расстоянии. То же самое справедливо и для протяженных сред, когда тепловые и квантовые флуктуации плотности тока в одном теле индуцируют плотность тока в другом теле: взаимодействие флуктуирующей плотности тока в одном теле с индуцированной плотностью тока в другом теле является природой взаимодействия Ван дер Ваальса. Когда тела находятся в относительном движении, воз-

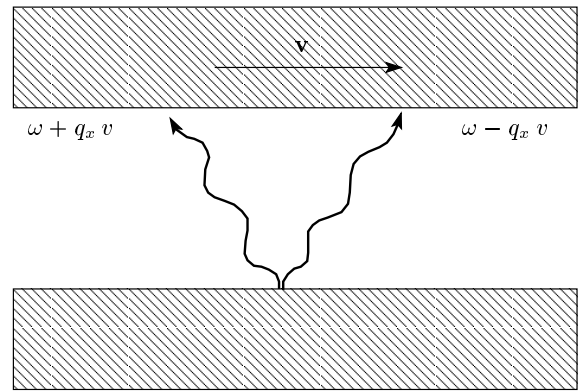


Рис. 1. Электромагнитные волны, излучаемые в противоположных направлениях нижним телом, испытывают противоположные сдвиги Доплера в системе отсчета, в которой верхнее тело покоится. За счет дисперсии коэффициента отражения эти электромагнитные волны по-разному отражаются от поверхности верхнего тела, что приводит к передаче импульса между телами. То же самое справедливо для волн, излучаемых верхним телом. Передача импульса между телами за счет эффекта Доплера является природой трения Ван дер Ваальса

никающий ток немного отстает от флуктуирующего тока, который его индуцирует. Это отставание является природой трения Ван дер Ваальса. Взаимодействие Ван дер Ваальса в основном определяется обменом между телами виртуальными фотонами, связанными с квантовыми флуктуациями, поэтому оно не исчезает даже при абсолютном нуле температуры. Напротив, трение Ван дер Ваальса, по крайней мере в низшем порядке теории возмущений и в приближении, линейном по скорости скольжения, определяется обменом реальными фотонами, поэтому в этом приближении трение Ван дер Ваальса исчезает при нулевой температуре.

Чтобы прояснить природу трения Ван дер Ваальса, рассмотрим две гладкие параллельные поверхности, разделенные достаточно широким вакуумным промежутком. При относительном движении поверхностей между ними будет действовать фрикционное напряжение. Это фрикционное напряжение связано с асимметрией коэффициента отражения вдоль направления движения (рис. 1). Если одно из тел испускает излучение, то в системе отсчета, в которой второе тело покоится, волны испытывают доплеровский сдвиг частоты, который приводит к асимметрии коэффициентов отражения. То же самое справедливо для излучения, испускаемого вторым телом. Обмен фотонами с доплеровски сдвину-

тими частотами является причиной трения Ван дер Ваальса.

С точки зрения квантовой механики, трение Ван дер Ваальса связано с процессами двух типов.

1) В каждом теле фотоны рождаются с противоположными импульсами, и частоты этих фотонов связаны соотношением

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{q} = \omega_1 + \omega_2,$$

где \mathbf{q} — компонента передаваемого импульса, параллельная поверхности, \mathbf{v} — скорость относительного движения.

2) Фотон исчезает в одном теле и рождается в другом. Первый процесс возможен даже при абсолютном нуле температуры и приводит к силе трения, которая кубически зависит от скорости скольжения [20, 21]. Второй процесс возможен только при конечных температурах и приводит к трению, которое линейно зависит от скорости скольжения. Таким образом, второй процесс дает основной вклад в трение при достаточно высокой температуре и не слишком больших скоростях.

В отличие от взаимодействия Ван дер Ваальса, теория которого хорошо разработана, проблема трения Ван дер Ваальса все еще вызывает много противоречий. Например, различные авторы рассматривали трение Ван дер Ваальса между двумя гладкими поверхностями при параллельном относительном движении, используя различные методы, и получили результаты, которые находятся в противоречии друг с другом. Первые вычисления трения Ван дер Ваальса были проделаны Теодоровичем [22] в предположении, что сила трения Ван дер Ваальса может быть вычислена так же, как и обычная сила Ван дер Ваальса между покоящимися телами, диэлектрические функции которых зависят от скорости за счет доплеровского сдвига частоты. Однако, как показали расчеты на основе динамической модификации теории Лифшица [21], такой подход не является оправданным. Позднее этот же подход использовался Маханги [23] для вычисления трения между молекулами. Обе эти теории в приближении, линейном по скорости относительного движения, предсказывают трение при абсолютном нуле температуры. Отличное от нуля трение при нулевой температуре было получено в линейном по скорости приближении в работах [24, 25]. В работе [26] было показано, что базовые уравнения в работах [24, 25] являются некорректными, а корректное рассмотрение дает нулевое линейное трение при $T = 0$ К. Шейх и Харрис разработали теорию, которая предсказывает нулевое линейное трение при

$T = 0$ К. Однако в своих вычислениях они сделали ряд нефизических предположений, в результате чего им не удалось получить корректную формулу для коэффициента трения. Трение, полученное в работах [28–30], исчезает в незапаздывающем пределе, который формально может быть получен в пределе бесконечной скорости света $c \rightarrow \infty$. Однако, по крайней мере для малых расстояний, в расчетах трения Ван дер Ваальса, так же как и взаимодействия Ван дер Ваальса, эффектами запаздывания можно пренебречь. Пендри [20] получил формулу для трения при нулевой температуре, когда трение кубически зависит от скорости, и без учета эффектов запаздывания. В работе [31] была получена формула для трения в линейном по скорости приближении и при конечных температурах, и также без учета эффектов запаздывания. Волокитин и Перссон [21] разработали теорию трения Ван дер Ваальса на основе динамической модификации хорошо известной теории Лифшица [32] для взаимодействия Ван дер Ваальса. В незапаздывающем пределе и для нулевой температуры эта теория находится в согласии с результатами Пендри [20]. Аналогично, в незапаздывающем пределе и для малых скоростей эта теория находится в согласии с результатами работы [31]. Теория была расширена [9, 10] для двух гладких поверхностей при нормальном относительном движении. В случае резонансного фотонного туннелирования между поверхностными локализованными состояниями трение при нормальном движении может быть на много порядков больше трения при параллельном относительном движении. Было показано [9, 10], что трение может возрастать на много порядков, когда поверхности покрыты адсорбатами или могут иметь низкочастотные поляритоны. В том случае, когда одно из тел является достаточно разреженным, эта теория позволяет рассчитать трение между малой частицей и гладкой поверхностью. Полученные результаты в нерелятивистском пределе согласуются с результатами Томассона и Видома [33]. Теория трения Ван дер Ваальса между малой частицей и гладкой поверхностью с учетом эффектов нелокальной оптики, запаздывания и экранирования была разработана в работе [26].

В работе [6] наблюдалось бесконтактное трение между поверхностями золота и покрытого золотом наконечника в зависимости от расстояния d , температуры T и напряжения V , приложенного между наконечником и образцом. Для колебаний наконечника параллельно поверхности была получена формула

$$\Gamma(d) = \alpha(T)(V^2 + V_0^2)/d^n,$$

где $n = 1.3 \pm 0.2$ и $V_0 \approx 0.2$ В. При 295 К для расстояний $d = 100 \text{ \AA}$ было найдено [6] значение $\Gamma = 1.5 \cdot 10^{-13}$ кг/с. Приложенное напряжение 1 В приводило к трению $\Gamma = 3 \cdot 10^{-12}$ кг/с при 300 К и $d = 20$ нм. Флуктуирующая сила, ответственая, согласно флуктуационно-диссипативной теореме, за трение, интерпретировалась как результат взаимодействия флуктуирующего вблизи поверхности электрического поля со статическим зарядом наконечника. Недавно было показано [13], что электромагнитные флуктуации в диэлектриках могут приводить к большому бесконтактному трению.

В работе [6] бесконтактное трение также измерялось для кварцевых образцов. Вблизи поверхности кварца было обнаружено бесконтактное трение на порядок большее, чем для золотого образца. Затем кварцевый образец подвергался облучению γ -лучами, что приводило к образованию E' -центров (оборванные связи кремния) с плотностью $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Хотя образец оставался в целом электрически нейтральным, E' -центры были положительно заряженными, что приводило к созданию пространственно-неоднородного электрического поля и к увеличению трения еще на один порядок.

В работе [4] утверждалось, что наблюдаемое [4, 5] трение связано с омическими потерями, создаваемыми флуктуирующим электромагнитным полем. Однако это утверждение не является бесспорным; так, было показано [21, 26, 34], что для хороших проводников типа меди трение Ван дер Ваальса оказывается на много порядков меньше, чем наблюдалось в работе [4]. Было сделано предположение [35], что трение, наблюдаемое в работе [6], связано с трением Ван дер Ваальса между обладающими большим сопротивлением слюдяным образцом и кварцевым наконечником. Однако в эксперименте слюдяной образец и кварцевый наконечник были покрыты золотыми пленками, достаточно толстыми, чтобы полностью экранировать электромагнитное взаимодействие между расположенными под ними диэлектриками.

При малых расстояниях $d \sim 1$ нм резонансное туннелирование фотонов между колебательными модами адсорбатов на поверхностях образца и наконечника может приводить к увеличению трения Ван дер Ваальса на семь порядков по сравнению с поверхностями хороших проводников [9, 10]. Однако зависимость от расстояния в этом случае, пропорциональная d^{-6} , оказывается значительно сильнее, чем наблюдаемая в эксперименте [6].

Недавно была предложена теория бесконтактного трения, в которой трение возникает за счет оми-

ческих потерь, создаваемых в подложке электромагнитным полем движущихся зарядов, индуцированных на поверхности наконечника приложенным напряжением [36]. В случае сферического наконечника эта теория предсказывает такую же слабую зависимость трения от расстояния, какая наблюдалась в эксперименте. Однако величина трения оказалась на много порядков меньше экспериментально измеренной. Недавно [11] было показано, что электростатическое трение сильно возрастает, если на поверхности металла имеется несоизмеримый адсорбированный слой с акустическими колебаниями, параллельными поверхности. Эта теория дает объяснение экспериментальным данным [6].

В настоящей статье теория, представленная ранее [11], расширена, чтобы включить вклады в трение от пространственного изменения поверхностного потенциала и флуктуаций заряда, создаваемых в объеме диэлектрика заряженными дефектами. Показано, что электростатическое трение и трение Ван дер Ваальса могут быть сильно увеличены для $2D$ -систем, например, $2D$ -электронной системы или несоизмеримого слоя адсорбированных ионов с акустическими колебаниями.

Другой вклад в трение от электрического поля связан с зависящими от времени механическими напряжениями, действующими на поверхность образца при колебаниях наконечника. Эти напряжения возбуждают акустические фононы или вызывают зависящие от времени неадиабатические деформации. В настоящей статье развита теория фононного трения и внутреннего трения за счет зависящих от времени напряжений. Показано, что возникающее при колебаниях наконечника механическое напряжение зависит от электрического напряжения как V^2 , что приводит к коэффициенту трения $\Gamma \propto V^4$. Таким образом, фононный механизм бесконтактного трения может быть исключен из рассмотрения при объяснении экспериментальных результатов, полученных в работе [6], где $\Gamma \propto V^2$. В случае фононного трения могут возбуждаться только фононы с $q < \omega/c_s$, где ω — частота колебаний наконечника и c_s — скорость звука. Таким образом, в фазовом пространстве площадь, занимаемая возбуждаемыми фононами, пропорциональна $(\omega/c_s)^2$. Для электростатического трения и трения Ван дер Ваальса важны все компоненты электромагнитного поля с $q < d_1^{-1}$, где d_1 — радиус взаимодействия (обычно $d_1 \sim 100$ нм, см. ниже). Таким образом, для металлических образцов при типичной ситуации, когда $(\omega d_1/c_s)^2 \ll 1$, фононное трение пренебрежимо мало по сравнению с электростатическим трением и

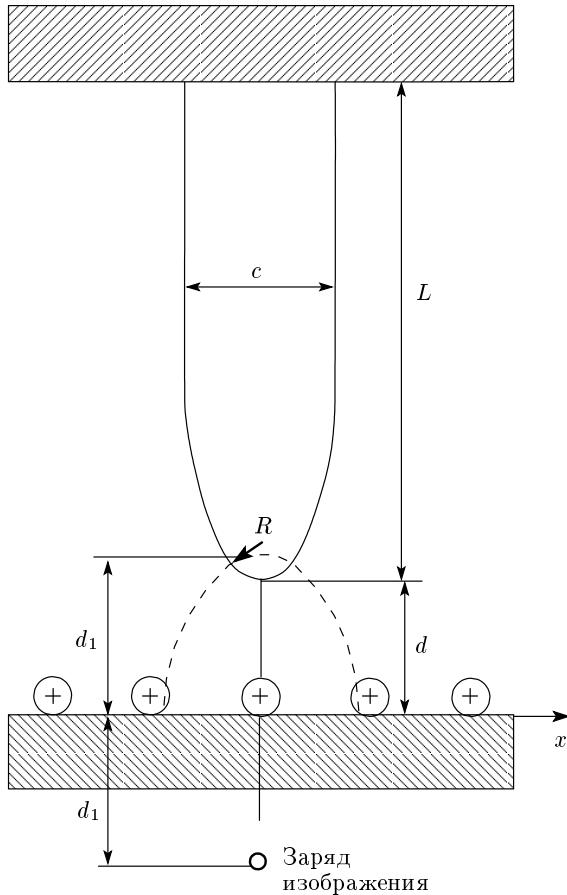


Рис. 2. Схематическое изображение кронштейна атомного силового микроскопа и образца. Кронштейн характеризуется длиной L , его наконечник имеет радиус кривизны R

трением Ван дер Ваальса.

2. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ТРЕНИЕ

2.1. Эффект электрического напряжения и пространственного изменения поверхностного потенциала

2.1.1. Общая теория

Начнем с рассмотрения модели, в которой наконечник металлического кронштейна длины L является частью цилиндрической поверхности с радиусом кривизны R (рис. 2). Кронштейн перпендикулярен поверхности образца, которая занимает плоскость xy , а ось z направлена от образца. Предполагается, что смещение наконечника

$$\mathbf{u}(t) = \mathbf{e}_x u_0 e^{-i\omega t}$$

происходит параллельно поверхности (вдоль оси x), что является хорошим приближением в случае, когда амплитуда u_0 колебаний достаточно мала. Ширина кронштейна w , т. е. размер в направлении, перпендикулярном плоскости xz , считается значительно большим толщины c ($w \gg c$); d — расстояние между наконечником и поверхностью образца. Легко можно получить распределение статического электрического поля в практически важном случае малых расстояний d , таких что электрическое поле всего цилиндра эффективно такое же, как и создаваемое его нижней частью (это соответствует выполнению условия $\sqrt{d/R} \ll 1$). В этом случае задача сводится к решению двумерного уравнения Лапласа с граничными значениями потенциала, равными константам V и 0 на металлических поверхностях наконечника и образца. Электрическое поле вне проводников равно полю, которое создавалось бы двумя заряженными нитями, проходящими через точки [37]

$$z = \pm d_1 = \pm \sqrt{(d+R)^2 - R^2}.$$

Нити имеют заряды $\pm Q$ на единицу длины, $Q = CV$, где

$$C^{-1} = 2 \ln[(d+R+d_1)/R].$$

Электрический потенциал в точке \mathbf{r} , расположенной вне наконечника и образца, определяется формулой

$$\begin{aligned} \varphi_0(\mathbf{r}) &= -2Q [\ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}_+| - \ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}_-|] = \\ &= Q \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{|q|} e^{iqx} [e^{-|q||z-z_+|} - e^{-|q||z-z_-|}], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_{\pm} = \pm \mathbf{e}_z d_1$ ($z_{\pm} = \pm d_1$). Сила притяжения между наконечником и образцом легко может быть вычислена с использованием выражения (1) [36].

Несколько другая картина применима к случаю осциллирующего заряженного наконечника. Заряд наконечника не меняется, когда он движется параллельно поверхности, в то же время заряд образца в любой фиксированной точке изменяется во времени. Таким образом, электрическое поле от осциллирующего наконечника будет таким же, как и от осциллирующей нити, расположенной при $z = d_1$. Это электрическое поле будет индуцировать поле вне образца. Осциллирующий электрический потенциал за счет осцилляций наконечника в точке \mathbf{r} , расположенной вне наконечника и образца, равен

$$\varphi_1(\mathbf{r}, t) = \varphi_1(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} + \text{c.c.}, \quad (2)$$

где

$$\varphi_1(\mathbf{r}) = iQu_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq q}{|q|} \times \\ \times e^{iqx} \left[e^{-|q||z-z_+|} - e^{-|q||z-z_-|} R_p(q, \omega) \right] \quad (3)$$

и $R_p(q, \omega)$ — коэффициент отражения для p -поляризованных электромагнитных волн. Напряженность электрического поля определяется формулой $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\varphi(\mathbf{r})$. Скорость диссипации энергии, индуцированной электромагнитным полем внутри металлического образца, можно получить, интегрируя вектор Пойнтинга по поверхности образца:

$$P = \frac{c}{4\pi} \int dS \mathbf{e}_z \cdot [\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}^*(\mathbf{r})]_{z=+0} + \text{c.c.} = \\ = -\frac{i\omega}{4\pi} \int dS \left[\varphi_1(\mathbf{r}) \frac{d}{dz} \varphi_1^*(\mathbf{r}) \right]_{z=+0} + \\ + \text{c.c.} = 4\omega Q^2 |u_0|^2 w \int_0^{\infty} dq q e^{-2qd_1} \text{Im} R_p(\omega, q). \quad (4)$$

Принимая во внимание, что скорость диссипации энергии должна быть равна $2\omega^2\Gamma |u_0|^2$, и используя формулу (4), получим коэффициент трения

$$\Gamma = \lim_{\omega \rightarrow 0} 2C^2 V^2 w \int_0^{\infty} dq q e^{-2qd_1} \frac{\text{Im} R_p(\omega, q)}{\omega}. \quad (5)$$

Теперь предположим, что поверхностный потенциал неоднороден и состоит из доменов или «лоскутов». Таким образом, цилиндр с линейным размером w «разбивается» на цилиндрические сегменты с линейными размерами w_i ;

$$w = \sum_i w_i \gg w_i \gg \sqrt{dR},$$

и с поверхностным потенциалом

$$V_{is} = V + V_i,$$

где V — напряжение смещения и V_i — случайно флуктуирующий поверхностный потенциал для домена i . В случае наконечника с цилиндрической геометрией все домены дают независимые вклады в трение, которые могут быть определены из выражения (5) после замен $V \rightarrow V + V_i$ и $w \rightarrow w_i$. Вклад в трение от всех доменов определяется формулой

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i = \sum_i \lim_{\omega \rightarrow 0} 2C^2 (V + V_i)^2 w_i \times \\ \times \int_0^{\infty} dq q e^{-2qd_1} \frac{\text{Im} R_p(\omega, q)}{\omega} = \\ = \lim_{\omega \rightarrow 0} 2C^2 (V^2 + V_0^2) w \int_0^{\infty} dq q e^{-2qd_1} \frac{\text{Im} R_p(\omega, q)}{\omega}, \quad (6)$$

где учтено, что среднее значение флуктуирующего поверхностного потенциала равно

$$\langle V_i \rangle = \sum_i w_i V_i = 0$$

и

$$V_0^2 = \sum_i \frac{w_i V_i^2}{w},$$

так что V_0 — среднеквадратичное значение изменения поверхностного потенциала. Согласно формуле (6), вклады в трение за счет напряжения смещения и изменения поверхностного потенциала одинаково зависят от d .

Во многих экспериментах используют термически напыленные пленки золота [6]. Работа выхода для золота равна 5.47, 5.37, 5.31 эВ соответственно для направлений $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ [38]. Для чистых аморфных плоскостей можно предполагать, что они состоят из трех кристаллографических поверхностей (100), (110), (111), занимающих одинаковую площадь. Тогда среднеквадратичное значение для распределения потенциала становится равным

$$\sqrt{\langle \sigma_v^2 \rangle} = \sqrt{\langle (V_i - V_j)^2 \rangle} = \\ = \sqrt{2 \left(\langle V_i^2 \rangle - \langle V_i \rangle^2 \right)} \approx 90 \text{ мВ}. \quad (7)$$

В работе [39] с использованием эффекта Штарка в атомах натрия было измерено среднеквадратичное изменение поверхностного потенциала за счет термически напыленных пленок золота. Была определена величина флуктуирующего поверхностного потенциала $V_0 = 150$ мВ и показано, что пространственный масштаб горизонтального изменения поверхностного потенциала порядка толщины пленки. Измерения бесконтактного трения между золотым наконечником и золотым образцом дали величину $V_0 \sim 200$ мВ [6], что подтверждает предсказание теории о том, что этот параметр связан со среднеквадратичным значением изменения поверхностного потенциала.

Рассмотрим теперь сферический наконечник радиуса R с поверхностными доменами постоянно-го потенциала с линейными размерами R_i . При

$R \gg R_i \gg \sqrt{dR}$ домен на самом конце наконечника будет давать основной вклад в трение. В этом случае можно пренебречь пространственным изменением поверхностного потенциала и электрическое поле, индуцированное приложенным напряжением будет таким же, как создаваемое в вакуумной области двумя зарядами $\pm Q_i = \pm C(V + V_i)$, расположенными в точках

$$z = \pm d_1 = \pm \sqrt{\frac{3Rd}{2} + \sqrt{\left(\frac{3Rd}{2}\right)^2 + Rd^3 + d^4}}, \quad (8)$$

где

$$C = \frac{d_1^2 - d^2}{2d}. \quad (9)$$

Можно показать, что электростатическая сила между наконечником и металлической поверхностью образца, вычисленная с использованием этого приближения, хорошо согласуется с точным выражением для сферы над металлической поверхностью [40]. Колебания наконечника создают осциллирующее электромагнитное поле, которое в вакуумной области совпадает с электромагнитным полем осциллирующего точечного заряда. Коэффициент трения, связанный с омическими потерями энергии электромагнитного поля внутри образца, для точечного заряда, движущегося параллельно поверхности, определяется формулой [41]

$$\Gamma_{\parallel} = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{Q_i^2}{2} \int_0^{\infty} dq q^2 e^{-2qd_1} \frac{\text{Im} R_p(\omega, q)}{\omega}. \quad (10)$$

При движении по нормали к поверхности имеем $\Gamma_{\perp} = 2\Gamma_{\parallel}$. Таким образом, как и для цилиндрического наконечника, в случае сферического наконечника трение квадратично зависит от приложенного напряжения. Однако для сферического наконечника парабола начинается от нуля, в то время как для цилиндрического наконечника — от конечного положительного значения.

Чистая поверхность. Для чистой гладкой поверхности коэффициент отражения определяется формулой Френеля

$$R_p = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1}. \quad (11)$$

Для цилиндрического наконечника радиуса $R \gg d$ и для металлического образца с диэлектрической функцией $\epsilon = 1 + 4\pi i\sigma/\omega$, где σ — проводимость образца, формула (6) дает

$$\Gamma_{cl}^c = \frac{w(V^2 + V_0^2)}{2^6 \pi \sigma d^2}. \quad (12)$$

Это выражение без учета вклада от пространственного изменения поверхностного потенциала было недавно получено [36] с использованием другого подхода. При $w = 7 \cdot 10^{-6}$ м и $\sigma = 4 \cdot 10^{17}$ с⁻¹ (что соответствует золоту при 300 К) и при $d = 20$ нм и $V = 1$ В формула (12) дает $\Gamma_{cl}^c = 2.4 \cdot 10^{-20}$ кг/с, что на восемь порядков меньше, чем экспериментальное значение $3 \cdot 10^{-12}$ кг/с [6].

Полагая $R \gg d$ и используя выражения (10) и (11), получим трение между сферическим наконечником и чистой металлической поверхностью образца:

$$\Gamma_{cl}^s = \frac{\sqrt{3RV^2}}{2^7 \pi \sigma d^{3/2}}. \quad (13)$$

Это выражение дает величину в 1.6 раза меньшую, чем результат, полученный независимо [36] с использованием другого подхода. Для тех же параметров, что и выше, и при $d = 20$ нм для сферического наконечника трение на два порядка меньше, чем для цилиндрического. Трение, определяемое формулой (13), так же зависит от расстояния, как и в эксперименте [6]. Однако величина трения слишком мала, чтобы объяснить экспериментальные данные.

Чтобы получить представление о возможных механизмах усиления бесконтактного трения, полезно отметить, что качественно формула (12) может быть получена с помощью следующих геометрических аргументов [42]. Колеблющийся наконечник индуцирует ток в объеме образца с линейными размерами L_x, L_y, L_z . Скорость диссипации энергии определяется выражением $P \sim I^2 r$, где I — ток, r — эффективное сопротивление. Ток I пропорционален скорости v_x наконечника и может быть записан в виде

$$I \propto v_x Q_t / L_x,$$

где Q_t — заряд наконечника. Эффективное сопротивление может быть аппроксимировано макроскопическим соотношением

$$r = \rho L_x / L_y L_z,$$

где ρ — удельное сопротивление. Используя эти простые выражения для тока I и сопротивления и используя для индуцированного заряда соотношение $Q_t = C_t V_s$, где C_t — емкость системы наконечник–образец, получим, что скорость диссипации энергии $P \sim I^2 r$ определяется формулой

$$P \sim \rho \frac{v_x^2 C_t^2 V_s^2}{L_x L_y L_z}, \quad (14)$$

сравнивая которую с выражением $P = \Gamma v_x^2$, получим

$$\Gamma \sim \rho \frac{C_t^2 V_s^2}{L_x L_y L_z}. \quad (15)$$

Для цилиндрического наконечника, колеблющегося над чистой поверхностью, $L_y \sim w$ и $L_x \sim L_z \sim d_1$. При $d \ll R$ емкость системы наконечник–образец равна $C_t \sim w\sqrt{R/8d}$ и $d_1 \sim \sqrt{2dR}$. Подставляя эти выражения в (15), получим формулу (12) с точностью до множителя порядка единицы. Из выражения (15) следует, что трение может быть увеличено, когда толщина L_z «объема диссипации» уменьшается. Это является причиной того, что трение в 2D-системах может быть больше трения в 3D-системах.

2.1.2. Пленка на подложке с большим сопротивлением

Из качественных аргументов, приведенных выше, следует, что в случае тонкой металлической пленки, нанесенной на подложку с большим сопротивлением (например, диэлектрик или металл с большим сопротивлением), трение будет больше, чем в случае полубесконечного образца с таким же объемным сопротивлением, как у пленки. Для пленки толщина L_z объема, в котором происходит диссипация энергии, определяется толщиной пленки, что, согласно выражению (15), приводит к сильному увеличению трения в случае тонких пленок.

Для плоской пленки толщиной d_f и с диэлектрической константой ϵ_2 , нанесенной на подложку с диэлектрической константой ϵ_3 , коэффициент отражения определяется формулой

$$R_p = \frac{R_{p21} - R_{p23} \exp(-2qd_f)}{1 - R_{p21}R_{p23} \exp(-2qd_f)}, \quad (16)$$

где

$$R_{p_{ij}} = \frac{\epsilon_i - \epsilon_j}{\epsilon_i + \epsilon_j}, \quad (17)$$

а индекс «1» обозначает вакуум. Для металлической пленки на диэлектрической подложке или металлической пленки на металлической подложке с $\sigma_2 \gg \sigma_3$, формулы (6) и (16) для $d_1 \gg d_f$ и $R \gg d$ дают

$$\Gamma_f^c = \frac{w(V^2 + V_0^2)R^{1/2}}{2^{9/2}\pi\sigma_2 d_f d^{3/2}}. \quad (18)$$

Эта величина в $2d_1/d_f$ раз больше, чем для полубесконечного образца с таким же сопротивлением, как у пленки. Для тонкой пленки эффективное сопротивление увеличивается, что приводит к добавочной омической диссипации. В работе [36] формула

(18) была получена с помощью другого подхода и без учета вклада от пространственного изменения поверхностного потенциала. Условия, необходимые для справедливости формулы (18), не могут быть получены в рамках этого упрощенного подхода.

2.1.3. 2D-система на диэлектрической или металлической подложке

Рассмотрим теперь 2D-систему, например, электронные поверхностные состояния или квантовую яму на поверхности диэлектрика, или несоизмеримый слой ионов, адсорбированных на поверхности металла. Например, для системы Cs/Cu(100) эксперимент показывает существование акустической моды в адсорбированной пленке при покрытии, т. е. отношении числа адсорбированных частиц к числу поверхностных атомов подложки на единицу площади, равном $\theta \geq 0.1$. Это означает, что адсорбированный слой Cs/Cu(100) испытывает пренебрежимо малое влияние пиннингового потенциала подложки. Коэффициент отражения для 2D-системы может быть получен с использованием подхода, предложенного в работе [43]. В результате вычислений было получено [11], что

$$R_p = \frac{1 - 1/\epsilon + 4\pi q n_a \alpha_{\parallel} / \epsilon - qa(1 - 4\pi n_a q \alpha_{\parallel})}{1 + 1/\epsilon + 4\pi q n_a \alpha_{\parallel} / \epsilon + qa(1 + 4\pi n_a q \alpha_{\parallel})}, \quad (19)$$

где n_a — концентрация свободных носителей заряда на единицу площади. Поляризуемость α_{\parallel} для 2D-систем в направлении, параллельном поверхности, имеет вид

$$\alpha_{\parallel} = -\frac{e^{*2}}{M(\omega^2 + i\omega\eta_{\parallel})}, \quad (20)$$

где η_{\parallel} — константа затухания, e^* и M — соответственно эффективный заряд (в случае адсорбированной структуры эффективный заряд определяется зарядом иона, а для электронных структур он равен заряду электрона) и масса носителей заряда. По сравнению с выражением, полученным в работе [43], в формуле (19) учтено, что 2D-система расположена на расстоянии a от плоскости изображения металла. Хотя эта поправка для коэффициента отражения порядка $qa \ll 1$, для 2D-системы поверх хорошего проводника ($|\epsilon| \gg 1$) она дает наиболее важный вклад в диссипацию энергии. Из выражения (19) при низких частотах ($\omega \ll \sigma$) получаем

$$\text{Im } R_p \approx \frac{2\omega\eta_{\parallel}qa\omega_q^2}{(\omega^2 - \omega_q^2)^2 + \omega^2\eta_{\parallel}^2}, \quad (21)$$

где $\omega_q^2 = 4\pi n_a e^{*2} a q^2 / M$. В случае $2D$ -структуры на диэлектрической подложке множитель qa в формуле (21) и в выражении для ω_q^2 должен быть заменен на $1/\epsilon$, где ϵ — диэлектрическая функция образца. Подставляя (21) в выражение (6), для $R \gg d$ получим

$$\Gamma_{ad}^c = \frac{w\eta M R^{1/2} (V^2 + V_0^2)}{2^{9/2} d^{3/2} \pi n_a e^{*2}}. \quad (22)$$

Это трение так же зависит от расстояния, как и наблюдаемое в эксперименте [6]. Это же выражение для трения справедливо для $2D$ -структуры на диэлектрической подложке. Сравнивая формулы (12) и (22), находим, что $2D$ -структура на подложке обладает таким же трением, как и полубесконечный образец с чистой поверхностью и с эффективной объемной проводимостью $\sigma_{eff} = n_a e^{*2} / M \eta 2d_1$. Согласие с экспериментом получается, если $\sigma_{eff} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Для $2D$ -электронной системы при $R = 1 \text{ мкм}$ такая эффективная проводимость получается при $\eta_{||} = 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и $n_a = 10^{15} \text{ м}^{-2}$. Для системы Cs/Cu(100) при $n_a = 10^{18} \text{ м}^{-2}$ ($\theta \approx 0.1$) электрический заряд ионов цезия равен $e^* = 0.28e$ [44]. За счет схожести поверхностей меди и золота аналогичный эффективный заряд может ожидать для поверхности Cs/Au. Для такой $2D$ -системы согласие с экспериментом получается при $n_a = 10^{18} \text{ м}^{-2}$ и $\eta_{||} = 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Согласно работе [11], параметр затухания для изолированного атома цезия, связанный с ковалентной связью, равен $\eta_{||cov} = 3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Однако столкновения между ионами и с другими дефектами решетки также дают вклад в величину η . В этом случае $\eta_{col} \sim v_T/l$, где $v_T \sim \sqrt{k_B T/M}$ и l — длина свободного пробега ионов. При $T = 293 \text{ К}$ и $l \sim 1 \text{ нм}$ получим $\eta_{col} = 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Для сферического наконечника с $2D$ -системой на подложке из выражений (21) и (10) для $R \gg d$ получим вклад за счет $2D$ -системы:

$$\Gamma_{ad}^s = \frac{3RM\eta V^2}{2^6 d \pi n_a e^{*2}}. \quad (23)$$

При $d = 20 \text{ нм}$ это трение на два порядка меньше, чем для сферического наконечника.

2.2. Бесконтактное трение за счет пространственных флуктуаций статического заряда в объеме образца

Здесь мы рассмотрим диэлектрическую подложку со стационарным, неоднородным распределением

заряженных дефектов. Такая ситуация была исследована экспериментально [6] с использованием кварцевого образца, облученного γ -лучами. В результате облучения образовывались положительно заряженные центры (оборванные связи кремния). Случайно распределенные положительно заряженные центры компенсировались случайно распределенными отрицательными зарядами, так что в среднем образец был электрически нейтральным. Модель нашего образца состоит из микроскопически малых элементарных объемов ΔV_i . Каждый элементарный объем выбирается достаточно малым, так что в нем присутствует не более одного заряженного центра. Электрический заряд q_i каждого элемента равен $\pm e$ или нулю, так что средний заряд $\langle q_i \rangle = 0$. В случае низкой концентрации заряженных центров флуктуации заряда в различных объемных элементах i, j можно рассматривать как статистически независимые, так что $\langle q_i q_j \rangle = 0$ для $i \neq j$. Среднее значение квадрата флуктуаций заряда в пределах одного элемента $\langle q_i q_i \rangle \approx 2ne^2$, где n — среднее число положительных зарядов в одном элементарном объеме. В отсутствие перекрестных членов среднее значение коэффициента трения за счет взаимодействия неоднородного электрического поля, создаваемого неоднородным распределением заряда в объеме образца, с движущимся наконечником определяется сложением коэффициентов трения для каждого заряда q_i в отдельности. Согласно выражению (10), вклад в коэффициент трения от заряда q_i в элементе объема ΔV_i определяется формулой

$$\Delta \Gamma_{i||} = \lim_{\omega \rightarrow 0} n e^2 \int_0^\infty dq q^2 e^{-2qd_i} \frac{\text{Im} R_p(\omega, q)}{\omega}, \quad (24)$$

где $d_i = D(x_i, y_i) - z_i$. Здесь координаты x_i, y_i, z_i определяют положение i -го объемного элемента в образце, а $D(x_i, y_i)$ — расстояние между образцом и точкой x_i, y_i , расположенной на поверхности наконечника. Полный коэффициент трения определяется суммированием по всем элементарным объемам. Заменяя суммирование интегрированием ($n \sum \rightarrow c \int d^3r$, где c — концентрация положительно заряженных центров), и интегрируя по z , получаем

$$\Gamma_{||} = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{c e^2}{2} \int_0^\infty dq q \int dx \int dy e^{-2qD(x,y)} \times \frac{\text{Im} R_p(\omega, q)}{\omega}. \quad (25)$$

Для цилиндрического наконечника $D(x, y) = d + x^2/2R$, и мы находим

$$\Gamma_{\parallel}^c = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\sqrt{\pi R} c e^2 w}{2} \int_0^{\infty} dq q^{1/2} e^{-2qd} \frac{\text{Im } R_p(\omega, q)}{\omega}. \quad (26)$$

Используя те же параметры, что в п. 2.1, для золотого наконечника, отделенного от диэлектрического образца расстоянием $d = 10$ нм, при $c = 7 \cdot 10^{17}$ см⁻³ получаем $\Gamma_{\parallel} = 4.4 \cdot 10^{-20}$ кг/с.

При наличии 2D-структуры на поверхности наконечника, используя формулу (21), находим

$$\Gamma_{2D\parallel}^c = \frac{1}{2^{5/2}} \left(\frac{e}{e^*}\right)^2 \sqrt{\frac{R}{d}} \frac{c w}{n_a} M \eta = \frac{e^2 c w}{16 \sigma_{eff} d}. \quad (27)$$

При $\sigma_{eff} = n_a e^{*2} / 2 M \eta d_1 = 4 \cdot 10^9$ с, $c = 7 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и тех же остальных параметрах, что и прежде, для $d = 10$ нм получим величину $\Gamma_{2D\parallel}^c = 3.5 \cdot 10^{-12}$ кг/с, очень близкую к экспериментальному значению [6]. Таким образом, представленная теория бесконтактного трения между золотым наконечником и кварцевым образцом с неоднородным распределением заряженных дефектов согласуется с теорией трения между золотым наконечником и золотым образцом (см. п. 2.1). В обеих теориях предполагалось, что на поверхностях имеются 2D-структуры.

В приведенном выше анализе не учитывалось экранирование электрического поля в диэлектрическом образце. Это может быть оправдано в случае очень малых расстояний между наконечником и образцом (существенно меньших, чем длина экранирования), так как только дефекты в поверхностном слое толщиной d дают вклад в интеграл в выражении (25). Когда экранирование становится существенным, эффективное электрическое поле вне образца уменьшается на множитель $(\epsilon + 1)/2$ [37], а коэффициент трения уменьшается на множитель $[(\epsilon + 1)/2]^2$, который для кварца примерно равен 6.25. Однако неоднородность поверхности наконечника может быть больше, чем поверхности образца, так что параметр затухания η может быть больше для 2D-структуры на поверхности наконечника. Это увеличение параметра затухания и эффект экранирования будут компенсировать друг друга.

3. УСИЛЕНИЕ ТРЕНИЯ ВАН ДЕР ВААЛЬСА ЗА СЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ДИЭЛЕКТРИКАХ И 2D-СТРУКТУРАХ

В работах [10, 34] было показано, что трение Ван дер Ваальса между хорошими проводниками ($k_B T / 4\pi\hbar\sigma \ll 1$, где σ — проводимость) чрезвычайно мало. Однако трение Ван дер Ваальса мо-

жет быть сильно увеличено для материалов с большим сопротивлением ($k_B T / 4\pi\hbar\sigma > 1$). Согласно работе [21], в случае трения Ван дер Ваальса вклад в коэффициент трения γ_{\parallel} от p -поляризованных электромагнитных волн при относительном скольжении двух гладких поверхностей параллельно друг другу определяется формулой

$$\gamma_{\parallel} = \frac{\hbar}{2\pi^2} \int_0^{\infty} d\omega \left(-\frac{\partial n}{\partial \omega}\right) \int_0^{\infty} dq q^3 e^{-2qd} \times \frac{\text{Im } R_{1p} \text{Im } R_{2p}}{|1 - e^{-2qd} R_{1p} R_{2p}|^2}, \quad (28)$$

где R_{1p} и R_{2p} — коэффициенты отражения первой и второй поверхностей, $n = [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]^{-1}$. Используя в формуле (28) коэффициент отражения (11) с диэлектрической функцией, соответствующей металлу с постоянной проводимостью, для двух поверхностей при параллельном относительном движении получаем

$$\gamma_{\parallel} \approx 0.05 \frac{\hbar}{d^4} \frac{k_B T}{4\pi\hbar\sigma} \quad (29)$$

и $\gamma_{\perp} \approx 10\gamma_{\parallel}$. Однако макроскопическая теория, которая использовалась при получении формулы (28), справедлива только в случае, когда среднее расстояние между электронами значительно меньше пространственного масштаба изменения электрического поля, который определяется расстоянием d . Таким образом, наименьшее значение электронной концентрации $n_{min} \sim d^{-3}$ и, согласно формуле Друде, наименьшее значение проводимости $\sigma_{min} \sim e^2\tau/md^3$. Откуда получаем, что для наибольшего значения трения, при котором макроскопическая теория остается справедливой, справедлива оценка

$$\gamma_{\parallel max} \approx 0.05 \frac{mk_B T}{4\pi e^2 \tau d}. \quad (30)$$

Коэффициент трения Γ для наконечника атомного силового микроскопа с радиусом кривизны $R \gg d$ может быть оценен с использованием приближения «близости» [45, 46]. Таким образом, для максимального значения трения в случае сферического наконечника справедлива оценка:

$$\Gamma_{\parallel max}^s \approx 0.1 \frac{mk_B T R}{4\pi e^2 \tau}. \quad (31)$$

Для $\tau \sim 10^{-16}$ с, $R \sim 1$ мкм и $T = 300$ К получим $\Gamma_{max} \sim 10^{-15}$ кг/с. Это трение на два порядка меньше, чем наблюдалось в недавнем эксперименте при

$d = 10$ нм [6]. В случае цилиндрического наконечника аналогично получаем

$$\Gamma_{max}^c = \frac{\pi\sqrt{2}}{64} \frac{mk_B T R^{1/2} w}{4\pi e^2 \tau d^{1/2}}, \quad (32)$$

где w — ширина наконечника. При $w = 7$ мкм, $d = 10$ нм и таких же, как и выше, других параметрах, трение будет того же порядка, что и в эксперименте [6].

Недавно большое электростатическое бесконтактное трение наблюдалось между наконечником атомного силового микроскопа и тонкими диэлектрическими пленками [13]. Трение Ван дер Ваальса в случае диэлектриков с высоким поглощением в низкочастотной области также велико. В качестве примера рассмотрим трение Ван дер Ваальса между тонкими пленками воды, адсорбированными на прозрачных диэлектрических подложках типа стекла или слюды. Вода имеет очень большую статическую диэлектрическую проницаемость (около 80). Низкочастотный вклад в диэлектрическую функцию, ответственный за это большое статическое значение, связан с релаксацией постоянных диполей молекул воды. Этот вклад хорошо описывается простой теорией Дебая [47] для вращательной релаксации. Теоретическая аппроксимация экспериментальных данных определяется формулами [48]

$$\varepsilon'(\omega) = 4.35 + \frac{C}{1 + (\omega/\omega_0)^2}, \quad (33)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{C(\omega/\omega_0)}{1 + (\omega/\omega_0)^2}, \quad (34)$$

где $C = 72.24$ и $\omega_0 = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Эта аппроксимация очень хороша как для действительной, так и для мнимой частей диэлектрической функции $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$. Отметим, что вода имеет большое поглощение в радиочастотной области при $\omega \sim \omega_0$ и проявляет в этой области аномальную дисперсию. В этой области частот диэлектрические константы ε_3 стекла или слюды приблизительно постоянны и диэлектрическая функция воды $|\varepsilon_2| \gg \varepsilon_3$. Коэффициент отражения для подложки с адсорбированной пленкой определяется выражением (16). Для $qd_f \ll 1$ и $q^{-1} \sim d \ll |\varepsilon_2|d_f/\varepsilon_3$ он может быть аппроксимирован формулой

$$R_p \approx 1 - \frac{2}{\varepsilon_2 q d_f}, \quad (35)$$

подставляя которую в выражение (28) и используя приближение «близости» [45, 46], для трения между

покрытыми пленками воды поверхностями цилиндрического наконечника атомного силового микроскопа и образца получаем

$$\Gamma_{\parallel}^c = \frac{\pi\hbar R^{1/2} w}{6\sqrt{2} C^2 d_f^2 d^{3/2}} \left(\frac{k_B T}{\hbar\omega_0} \right)^2. \quad (36)$$

При $d_f = 1$ нм и таких же, как и выше, других параметрах получим $\Gamma_{\parallel}^c = 4.8 \cdot 10^{-12} \text{ кг/с}$, что на один порядок величины больше, чем наблюдаемое трение [6]. Интересно отметить, что коэффициент трения (36) так же слабо зависит от расстояния, как наблюдаемый в эксперименте [6].

Другой механизм усиления трения Ван дер Ваальса связан с резонансным туннелированием фотонов между колебательными модами адсорбатов, локализованных на различных поверхностях. В работах [9, 10] было показано, что резонансное туннелирование между двумя поверхностями, отделенными друг от друга расстоянием $d = 1$ нм и покрытыми слоем с низкой концентрацией атомов калия, приводит к увеличению трения на шесть порядков по сравнению с трением в случае чистых поверхностей. Еще большее увеличение трения Ван дер Ваальса происходит при адсорбции цезия на поверхности $\text{Cu}(100)$. В этом случае при покрытии $\theta \geq 0.1$ параллельные поверхности колебания адсорбированного слоя имеют акустическую ветвь [44]. Это означает, что для этих колебаний $\omega_{\parallel} = 0$ и, согласно (19), при низких частотах коэффициент отражения определяется формулой

$$R_p = 1 - \frac{2qa\omega_q^2}{\omega^2 - \omega_q^2 + i\omega\eta}, \quad (37)$$

где $\omega_q^2 = 4\pi n_a e^{*2} a q^2 / M$, e^* — заряд иона и a — расстояние от центра иона до плоскости отображения. Подставляя выражение (37) в (28), в случае

$$\frac{a}{\eta d} \sqrt{\frac{4\pi n_a e^{*2} a}{M d^2}} \ll 1$$

получаем

$$\gamma_{\parallel} \approx 0.62 \frac{k_B T a^2}{\eta d^6}. \quad (38)$$

Интересно отметить, что здесь исчезает зависимость γ_{\parallel} от n_a , e^* и M . Однако формула (37) справедлива только при наличии акустических колебаний в адсорбированном слое. Для цезия, адсорбированного на поверхности $\text{Cu}(100)$, акустические колебания существуют только при покрытиях $\theta \geq 0.1$ [44]. Коэффициент трения для цилиндрического наконечника

ка атомного силового микроскопа можно оценить в приближении «близости» [45, 46]:

$$\Gamma_{\parallel}^c \approx 2w \int_0^{\infty} dx \gamma_{\parallel}(z(x)) = 0.68 \frac{k_B T a^2 R^{0.5} w}{\eta d^{5.5}}, \quad (39)$$

где R — радиус кривизны наконечника и w — его ширина, $\gamma_{\parallel}(z(x))$ — коэффициент трения между двумя гладкими поверхностями, отделенными друг от друга расстоянием $z(x) = d + x^2/2R$. В п. 2.1.3 было показано, что экспериментальные данные [6] могут быть объяснены в предположении, что золотые поверхности покрыты адсорбированными слоями ионов, подобными слоям цезия на $\text{Cu}(100)$ с константой затухания $\eta \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$. При этом значении η и $a = 2.94 \text{ \AA}$ [44], $R = 1 \text{ мкм}$, $w = 7 \text{ мкм}$, $T = 293 \text{ К}$ получим, что при $d < 3 \text{ нм}$ вклад от трения Ван дер Ваальса превышает вклад от электростатического трения. Однако в эксперименте сильное увеличение трения при таких малых расстояниях не наблюдалось. Одно объяснение этого состоит в том, что $2D$ -системы, ответственные за увеличение трения Ван дер Ваальса, имеют электронную природу. В этом случае (см. п. 2.1.3) $\eta_{el} \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и трение Ван дер Ваальса дает вклад, малый по сравнению с электростатическим трением практически при всех расстояниях. Другое объяснение заключается в том, что из-за различия в структуре поверхностей образца и наконечника адсорбированные на них слои ионов также не будут полностью одинаковыми. При этом условия для резонансного туннелирования фотонов не выполняются и формула (39) неверна. На рис. 3 показано, как коэффициент трения зависит от расстояния d между медным наконечником и медным образцом в случае, когда поверхности наконечника и образца покрыты слоем с низкой концентрацией ионов цезия, и для чистых поверхностей. Из рисунка видно, что трение между двумя чистыми поверхностями при $d = 1 \text{ нм}$ на одиннадцать порядков меньше. Однако коэффициент трения между чистыми поверхностями, приведенный на рис. 3, был вычислен в приближении локальной оптики, в котором пространственная дисперсия диэлектрической функции не учитывается. При параллельном относительном движении эффекты нелокальной оптики очень важны [10], и с учетом этих эффектов при $d = 1 \text{ нм}$ трение между покрытыми адсорбатами поверхностями будет на семь порядков больше, чем трение между чистыми поверхностями.

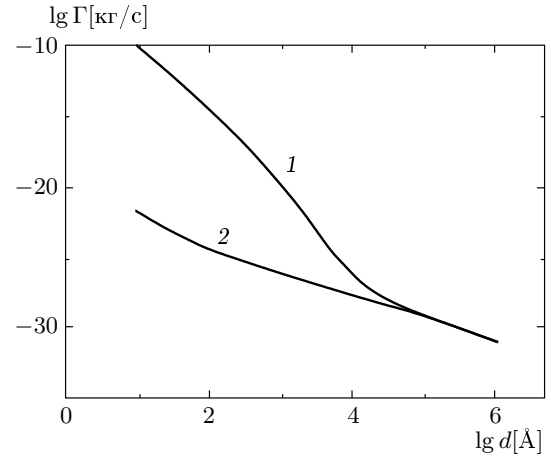


Рис. 3. Коэффициент трения Ван дер Ваальса между медным наконечником атомного силового микроскопа и образцом, поверхности которого покрыты слоем цезия с низкой концентрацией ионов, как функция расстояния d (кривая 1). Для сравнения приведен коэффициент трения между двумя чистыми поверхностями (кривая 2). Цилиндрический наконечник характеризуется радиусом кривизны $R = 1 \text{ мкм}$ и шириной $w = 7 \text{ мкм}$. Другие параметры соответствуют адсорбции цезия на поверхности $\text{Cu}(100)$ при концентрации $n_a = 10^{18} \text{ м}^{-2}$ (покрытие $\theta \approx 0.1$) [11, 44]: $e^* = 0.28e$, $\eta = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $a = 2.94 \text{ \AA}$, $T = 293 \text{ К}$

4. ФОНОННОЕ И ВНУТРЕННЕЕ БЕСКОНТАКТНОЕ ТРЕНИЕ

4.1. Бесконтактное трение за счет возбуждения акустических фононов в образце

Рассмотрим наконечник атомного силового микроскопа, который совершает гармонические колебания

$$u = u_0 \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}$$

над упругим телом с плоской поверхностью. Это будет приводить к осциллирующему напряжению, действующему на поверхность тела, которое возбуждает акустические волны с параллельной поверхности компонентой волнового вектора $q < \omega/c_s$, где c_s — скорость звука. Напряжение σ_{iz} , действующее на поверхность, может быть представлено интегралом Фурье:

$$\sigma_{iz}(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} \sigma_i(\mathbf{q}) u_0 e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x} - i\omega t} + \text{c.c.} \quad (40)$$

Используя теорию упругости, можно вычислить поле смещения u_i на поверхности $z = 0$ в ответ на распределение поверхностного напряжения σ_{iz} :

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} M_{ij}(\mathbf{q}, \omega) \sigma_j(\mathbf{q}) u_0 e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x} - i\omega t} + \text{c.c.} \quad (41)$$

Тензор M_{ij} был вычислен в работе [49] в модели изотропного упругого континуума. Скорость диссипации энергии равна

$$P = \int d^2x \langle \dot{u}_i(\mathbf{x}, t) \sigma_{iz}(\mathbf{x}, t) \rangle = 2\omega \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} \text{Im}[M_{ij}(\mathbf{q}, \omega)] \sigma_i(\mathbf{q}) \sigma_j^*(\mathbf{q}) |u_0|^2, \quad (42)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по времени. Скорость диссипации энергии должна быть равна $\Gamma \langle \dot{u}(t)^2 \rangle = \Gamma 2\omega^2 |u_0|^2$. Сравнение этого выражения с (42) дает

$$\Gamma = \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} \frac{\text{Im} M_{ij}(\mathbf{q}, \omega)}{\omega} \sigma_i(\mathbf{q}) \sigma_j^*(\mathbf{q}). \quad (43)$$

При типичных экспериментальных условиях $\omega \sim 10^3 - 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $qr^* < \omega r^*/c_s < 10^{-3} \ll 1$, где эффективный радиус взаимодействия $r^* \approx \sqrt{dR}$, d — расстояние между наконечником и образцом и R — радиус кривизны наконечника. В этом случае вклад в трение от возбуждения акустических волн может быть определен путем вычисления скорости диссипации энергии за счет точечной силы, приложенной к поверхности полубесконечного упругого континуума. Для нормальных к поверхности колебаний такие вычисления были проделаны в связи с колебательной релаксацией адсорбатов [50]. Согласно этой теории, коэффициент трения для колебаний наконечника нормально к поверхности определяется формулой

$$\Gamma_{\perp} = \frac{\xi_{\perp}}{4\pi} \frac{K^2}{\rho c_t^3}, \quad (44)$$

где $\xi_{\perp} \approx 1.65$, c_t — поперечная скорость звука, ρ — удельный вес образца, $K = \partial F / \partial d$, $F(d)$ — статическая сила, действующая на наконечник за счет взаимодействия с поверхностью.

Для колебаний наконечника параллельно гладкой поверхности коэффициент трения за счет возбуждения акустических фононов определяется формулой

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{\xi_{\parallel}}{4\pi} \frac{\omega^2}{\rho c_t^5} F_z^2(d), \quad (45)$$

где $\xi_{\parallel} \approx 1.50$. Из сравнения выражений (44) и (45) получим, что $\Gamma_{\parallel} / \Gamma_{\perp} \sim (\omega d / c_t)^2 \ll 1$. Рассмотрим теперь различные виды взаимодействия наконечника с образцом.

4.1.1. Взаимодействие Ван дер Ваальса

Согласно теории Лифшица [19], напряжение $\sigma_{zz}(d)$, действующее на поверхности двух одинаковых полубесконечных тел за счет взаимодействия Ван дер Ваальса, при малых расстояниях $d \ll c/\omega_p$, где ω_p — плазменная частота, определяется формулой

$$\sigma_{zz}(d) = \frac{\hbar}{8\pi^2 d^3} \int_0^{\infty} d\xi \frac{[\varepsilon(i\xi) - 1]^2}{[\varepsilon(i\xi) + 1]^2}. \quad (46)$$

В модели Друде явный вид диэлектрической проницаемости ε имеет вид

$$\varepsilon(i\xi) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\xi(\xi + \eta)}. \quad (47)$$

Для типичного металла константа затухания $\eta \ll \omega_p$, и ее можно не учитывать при интегрировании в формуле (46). Из выражений (46) и (47) следует, что

$$\sigma_{zz} = \frac{\hbar \omega_p}{32\sqrt{2}\pi d^3}. \quad (48)$$

Для сферического наконечника с радиусом кривизны R , используя то же приближение, что и в формуле (39), получаем

$$F_z(d) = \frac{R\hbar\omega_p}{32\sqrt{2}d^2}, \quad (49)$$

$$K^s = \frac{R\hbar\omega_p}{16\sqrt{2}d^3}. \quad (50)$$

В случае цилиндрического наконечника аналогично имеем

$$F_z^c(d) = \frac{3wR^{1/2}\hbar\omega_p}{2^8 d^{5/2}}, \quad (51)$$

$$K^c = \frac{15wR^{1/2}\hbar\omega_p}{2^9 d^{7/2}}. \quad (52)$$

Для медного наконечника, отделенного от медного образца расстоянием $d = 10$ нм, и при $R = 1$ мкм, $w = 7$ мкм получим $\Gamma_{\perp}^s = 6.3 \cdot 10^{-18}$ кг/с для сферического наконечника и $\Gamma_{\perp}^c = 1.3 \cdot 10^{-14}$ кг/с для цилиндрического наконечника. Фононное трение уменьшается с расстоянием как d^{-6} и d^{-7} соответственно для сферического и цилиндрического наконечников.

4.1.2. Электростатическое взаимодействие за счет напряжения смещения

При наличии напряжения смещения V сила притяжения между наконечником и образцом при $d \ll R$ определяется формулами

$$F^c(d) = \frac{wV^2 R^{1/2}}{2^{7/2} d^{3/2}} \quad (53)$$

для цилиндрического наконечника и

$$F^s(d) = \frac{RV^2}{4d} \quad (54)$$

для сферического наконечника. При напряжении $V = 1$ В и таких же, как выше, остальных параметрах получим $\Gamma_{\perp}^s = 8.8 \cdot 10^{-17}$ кг/с и $\Gamma_{\perp}^c = 1.2 \cdot 10^{-13}$ кг/с соответственно для сферического и цилиндрического наконечников. Отметим, что в этом случае трение зависит от напряжения смещения как V^4 .

Для колебаний наконечника параллельно поверхности образца выражение для коэффициента трения содержит дополнительный малый множитель $(\omega d/c_s)^2 \ll 1$. Таким образом, фоновый коэффициент трения для параллельных колебаний наконечника на много порядков меньше, чем для нормальных колебаний.

4.2. Бесконтактное трение за счет внутреннего трения в образце

При рассмотрении фононного трения в п. 4.1 предполагалось, что деформации в теле являются абсолютно упругими. Однако они будут абсолютно упругими или адиабатическими только при бесконечно малой скорости, так что в каждый момент времени система находится в равновесном состоянии. Реальные деформации происходят с конечной скоростью, и тело не находится в равновесном состоянии. Возникают процессы переноса, которые стремятся вернуть систему в состояние равновесия. Это приводит к неадиабатическим деформациям, которые сопровождаются диссипацией механической энергии.

Диссипация энергии определяется процессами двух типов. Во-первых, наличие в теле градиента температуры приводит к потоку тепла. Во-вторых, если в теле появляется некий тип внутреннего движения, то возникают неадиабатические процессы, связанные с конечной скоростью этих процессов. Такие процессы диссипации энергии называются, как и в случае жидкости, внутренним трением или вязкостью.

Коэффициент трения за счет внутреннего трения также определяется формулой (43). В противоположность фононному трению интегрирование в этой формуле не ограничено малыми значениями волнового вектора, и наиболее важную роль во внутреннем трении играют большие значения $q \gg \omega/c_t$ (однако для того, чтобы выполнялись условия справедливости макроскопического подхода, пространственный масштаб изменения поля, который определяется величиной d , должен быть значительно больше межатомного расстояния). Для $q \gg \omega/c_s$ компонента тензора M_{zz} определяется формулой [49]

$$M_{zz} = \frac{2(1 - \nu^2)}{Eq}, \quad (55)$$

где $E(\omega)$ — комплексный модуль упругости, ν — коэффициент Пуассона.

4.2.1. Взаимодействие Ван дер Ваальса

Для $R \gg d$ наиболее важной является компонента σ_{zz} тензора напряжений за счет взаимодействия Ван дер Ваальса. В этом случае для колебаний цилиндрического наконечника параллельно поверхности образца получим

$$\begin{aligned} \sigma_z(\mathbf{q}) &= \int d^2x e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}} \frac{\partial}{\partial x} \sigma_{zz}(\mathbf{x}) = \\ &= -\frac{iq_x R^{1/2}}{2^7 d^{5/2}} \frac{\sin(q_y w/2)}{q_y} (3 + \xi^2 + 3\xi)e^{-\xi}, \end{aligned} \quad (56)$$

где $\xi = \sqrt{2dR} q_x$. Подставляя выражения (56) и (55) в (43), для цилиндрического наконечника получим

$$\Gamma_{\parallel}^c = \frac{75\pi}{2^{16}} \frac{w\hbar^2\omega_p^2}{d^6} \frac{\text{Im}(E/(1 - \nu^2))}{\omega|E/(1 - \nu^2)|^2}. \quad (57)$$

Для сферического наконечника аналогичные вычисления дают

$$\Gamma_{\parallel}^s = \frac{0.25}{2^9 \sqrt{2}\pi} \frac{R^{1/2}\hbar^2\omega_p^2}{d^{11/2}} \frac{\text{Im}(E/(1 - \nu^2))}{\omega|E/(1 - \nu^2)|^2}. \quad (58)$$

Функция $\text{Im}[E(\omega)/(1 - \nu^2)]$ имеет много резонансных пиков, соответствующих различным термически активированным процессам. Один источник внутреннего трения при высоких частотах связан с тепловыми потоками: упругое сжатие тела приводит к его нагреванию. Если сжатие происходит достаточно быстро, то тепло не успевает уйти из области сжатия. При очень медленном сжатии температурный градиент исчезает за счет тепловой проводимости. В обоих случаях процесс будет обратимым. В

первом случае он будет адиабатическим, а во втором — изотермическим. В обоих случаях вклад во внутреннее трение от тепловых потоков пренебрежимо мал. Однако в промежуточной области частот можно ожидать превращения механической энергии в тепло. Характерная частота для максимума диссипации будет порядка $\omega_t = 1/\tau$. Из размерных соображений можно ожидать, что время релаксации $\tau \sim l^2/D$, где l — линейный размер области сжатия, D — коэффициент тепловой диффузии, $D = \kappa/\rho C_p$ (C_p — удельная теплоемкость, κ — коэффициент теплопроводности). Для $l \sim 10^3 \text{ \AA}$ в случае золота получим $\omega_t \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$, что значительно больше собственной частоты колебаний кронштейна атомного силового микроскопа. Другой важный вклад во внутреннее трение связан с термически активированными переходами точечных дефектов. Частным случаем этого вида внутреннего трения является колебательное движение адсорбатов, которое рассматривалось выше. Другой вклад во внутреннее трение связан с движением границ зерен [51]. Для медного цилиндрического наконечника и медного образца при расстоянии $d = 10 \text{ нм}$, $w = 7 \text{ мкм}$, $R = 1 \text{ мкм}$, $\omega = 10^4 \text{ с}^{-1}$ и типичных для металлов значений [52] $\text{Im } E(\omega)/|E(\omega)| \approx 10^{-5}$, и $E \approx 10^{11} \text{ Н/м}^2$ имеем $\Gamma_{\parallel}^c \approx 10^{-16} \text{ кг/с}$. Таким образом, при таких расстояниях внутреннее трение дает значительно меньший вклад в коэффициент трения, чем электростатическое трение. Однако при малых расстояниях $d \leq 1 \text{ нм}$ внутреннее трение может вносить доминирующий вклад.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовалась зависимость электростатического трения от электрического напряжения, пространственного изменения поверхностного потенциала и пространственных флуктуаций заряда в объеме диэлектрика. Обнаружено, что электростатическое трение может сильно возрасти при наличии $2D$ -структур на поверхности образца или наконечника атомного силового микроскопа. На металлических поверхностях такие $2D$ -системы могут быть связаны с поверхностными электронными состояниями или несоизмеримым слоем адсорбированных ионов. Показано, что экспериментальные данные, полученные в работе [6], можно объяснить электростатическим трением при наличии такой $2D$ -системы. Теория предсказывает те же величины коэффициента трения и его зависимость от расстояния и электрического напряжения, которые наблюдались в эксперименте [6], и объясняет не за-

висящий от электрического напряжения вклад в трение. Теория трения между золотым наконечником и кварцевым образцом с неоднородным распределением заряженных дефектов в его объеме согласуется с теорией трения между золотым наконечником и золотым образцом.

Проведено сравнение электростатического трения с трением Ван дер Ваальса, возникающим за счет квантовых и тепловых флуктуаций плотности тока внутри объема тел. Так же как и электростатическое трение, трение Ван дер Ваальса сильно возрастает при наличии диэлектрических пленок или $2D$ -структур на поверхностях наконечника и образца. Трение Ван дер Ваальса характеризуется более сильной зависимостью от расстояния и может доминировать при малых расстояниях между телами. Трение Ван дер Ваальса между двумерными структурами может быть так велико, что его можно измерить с помощью современной экспериментальной техники.

Фононное и внутреннее трение можно исключить из механизмов, ответственных за трение, наблюдаемое в работе [6], так как эти механизмы трения характеризуются более сильной зависимостью от расстояния и электрического напряжения. Для металлических образцов фононное трение, связанное с возбуждением акустических фононов, является пренебрежимо малым по сравнению с электростатическим трением (в особенности для колебаний наконечника параллельно поверхности) из-за малой области в фазовом пространстве, занимаемой этими фононами.

Один из авторов (А. И. В.) благодарит за финансовую поддержку РФФИ (грант № 06-02-16979) и Европейский научный фонд (программа «Нанотрибология»).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. J. Gramila, J. P. Eisenstein, A. H. MacDonald et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 1216 (1991); Surf. Sci. **263**, 446 (1992).
2. T. J. Gramila, J. P. Eisenstein, A. H. MacDonald et al., Phys. Rev. B **47**, 12 957 (1993); Physica B **197**, 442 (1994).
3. U. Sivan, P. M. Solomon, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **68**, 1196 (1992).
4. I. Dorofeyev, H. Fuchs, G. Wenning, and B. Gotsmann, Phys. Rev. Lett. **83**, 2402 (1999).

5. B. Gotsmann and H. Fuchs, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2597 (2001).
6. B. C. Stipe, H. J. Mamin, T. D. Stowe et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 096801 (2001).
7. H. J. Mamin and D. Rugar, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3358 (2001).
8. P. M. Hoffmann, S. Jeffery, J. B. Pethica et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 265502 (2001).
9. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 106101 (2003).
10. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *Phys. Rev. B* **68**, 155420 (2003).
11. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 86104 (2005).
12. A. I. Volokitin, B. N. J. Persson, and H. Ueba, *Phys. Rev. B* **73**, 165423 (2006).
13. A. Kuehn, R. F. Loring, and J. A. Marohn, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 156103 (2006).
14. D. Rugar, R. Budakian, H. J. Mamin, and B. W. Chui, *Nature* **430**, 329 (2004).
15. J. A. Sidles, J. L. Carbin, K. J. Bruland et al., *Rev. Mod. Phys.* **67**, 249 (1995).
16. G. P. Berman, G. D. Doolen, P. C. Hammel, and V. I. Tsifrinovich, *Phys. Rev. B* **61**, 14694 (2000).
17. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *Phys. Lett.* **429 B**, 263 (1998); *Sci. Amer.* **283**, 62 (2000).
18. U. Mohideen and A. Roy, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4549 (1998).
19. I. E. Dzyaloshinskii, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii, *Adv. Phys.* **10**, 165 (1961).
20. J. B. Pendry, *J. Phys. C* **9**, 10301 (1997).
21. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 345 (1999); *Phys. Low-Dim. Struct.* **7/8**, 17 (1998).
22. E. V. Teodorovitch, *Proc. Roy. Soc. London A* **362**, 71 (1978).
23. J. Mahanty, *J. Phys. B* **13**, 4391 (1980).
24. G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, *Phys. Lett.* **259 A**, 38 (1999).
25. A. A. Kyasov and G. V. Dedkov, *Surf. Sci.* **463**, 11 (2000).
26. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *Phys. Rev. B* **65**, 115419 (2002).
27. W. L. Schaich and J. Harris, *J. Phys. F* **11**, 65 (1981).
28. L. S. Levitov, *Europhys. Lett.* **8**, 499 (1989).
29. В. Г. Полевой, *ЖЭТФ* **98**, 1990 (1990).
30. V. E. Mkrтчian, *Phys. Lett.* **207 A**, 299 (1995).
31. B. N. J. Persson and Z. Zhang, *Phys. Rev. B* **57**, 7327 (1998).
32. Е. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **29**, 94 (1955).
33. M. S. Tomassone and A. Widom, *Phys. Rev. B* **56**, 4938 (1997).
34. B. N. J. Persson and A. I. Volokitin, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3504 (2000).
35. J. R. Zurita-Sánchez, J. J. Greffet, and L. Novotny, *Phys. Rev. A* **69**, 022902 (2004).
36. A. A. Chumak, P. W. Milonni, and G. P. Berman, *Phys. Rev. B* **70**, 085407 (2004).
37. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
38. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, ed. by C. R. Lide, CRC Press, Boca Raton, Florida (2001).
39. C. I. Suenik, M. G. Boshier, D. Cho et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 560 (1993).
40. S. Hudlet, M. S. Jean, C. Guthmann, and J. Berger, *Eur. Phys. J. B* **2**, 5 (1998).
41. B. N. J. Persson, *Phys. Rev. B* **44**, 3277 (1991).
42. T. W. Stowe, T. W. Kenny, D. J. Thomson, and D. Rugar, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2785 (1999).
43. D. C. Langreth, *Phys. Rev. B* **39**, 10020 (1989).
44. P. Senet, J. P. Toennis, and G. Witte, *Chem. Phys. Lett.* **299**, 389 (1999).
45. U. Hartmann, *Phys. Rev. B* **42**, 15441 (1990); **43**, 2404 (1991).
46. P. Johansson and P. Apell, *Phys. Rev. B* **56**, 4159 (1997).
47. P. Debye, *Polar Molecules*, Chemical Catalog Co., New York (1929), Ch. V.
48. B. E. Sernelius, *Surface Modes in Physics*, Wiley-VCH Verlag Berlin, Berlin (2001), Ch. 2.
49. B. N. J. Persson, *J. Chem. Phys.* **115**, 3840 (2001).
50. B. N. J. Persson and R. Ryberg, *Phys. Rev. B* **32**, 3586 (1985).
51. F. A. McClintock and A. S. Argon, *Mechanical Behavior of Material*, Addison-Wesley, Massachusetts (1966), p. 475.
52. B. N. J. Persson, *Sliding Friction: Physical Principle and Applications*, Springer, Heidelberg (2000).