

Электромагнитные флуктуационно-диссипативные силы между нанозондом и поверхностью

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет,
360000 Нальчик, Россия

E-mail: gv_dedkov@rekt.kbsu.ru

(Поступила в Редакцию 30 мая 2000 г.)

В рамках флуктуационно-электромагнитной теории получены аналитические формулы для динамических диссипативных сил трения, действующих на зонд атомно-силового микроскопа (АСМ), а также в контакте плоских поверхностей. Рассмотрены контакты материалов, типичных для экспериментов с АСМ, а также экспериментов с кварцевым микробалансом и аппаратом поверхностных сил. Обсуждаются условия бездиссипативного скольжения. Сравнение добротности осцилляторов, обусловленное действием флуктуационно-диссипативных сил, с экспериментальными значениями в случае контакта кремниевого зонда АСМ с поверхностью слюды показывает, что обе величины близки по порядку величины, поэтому экспериментальное исследование таких сил реально осуществимо.

Наноструктурные механизмы диссипации энергии играют ключевую роль в проблеме трения в целом, а электромагнитное флуктуационно-диссипативное взаимодействие является одним из наиболее существенных для режима бесконтактного скольжения поверхностей [1]. Такой режим характерен для динамической моды атомно-силовых микроскопов (АСМ), поэтому экспериментальное изучение диссипативных сил с помощью АСМ имеет широкие перспективы [2,3].

В наших недавних работах [4,5], используя общую теорию флуктуационных электромагнитных взаимодействий, мы детально рассмотрели проблему торможения атомных и молекулярных частиц при латеральном движении над поверхностью твердого тела с нерелятивистской скоростью V . Цель данной работы — дальнейшее развитие и применение этой теории для расчета диссипативных сил, действующих на зонд АСМ, в случае практически важных сочетаний контактирующих материалов зонда и образца. Кроме того, мы обсуждаем роль флуктуационных электромагнитных сил в экспериментах с кварцевым микробалансом [6,7], а также близкую проблему трения плоских поверхностей, относительно которой в литературе имеются альтернативные мнения [8–10].

1. Основные теоретические результаты в случае торможения атомно-молекулярных частиц

Физические процессы, лежащие в основе флуктуационно-диссипативных взаимодействий, аналогичны тем, что имеют место для консервативных ван-дер-ваальсовых сил притяжения между телами, возникающих в результате квантово-механических и тепловых флуктуаций микроскопических электрических полей, связанных с движением зарядов. Эти флуктуирующие поля индуцируют аналогичные поля на каждом из тел, причем при относительном движении взаимодействие между ними

сопровождается джоулевыми потерями, которые и являются результатом динамического трения.

Строгое вычисление флуктуационно-диссипативных сил между нанозондом произвольной формы и плоской (искривленной) поверхностью в рамках теории [4,5] требует определения равновесного спектра флуктуаций электромагнитного поля в зазоре между телами, что само по себе представляет сложную математическую проблему. Возникающие геометрические ограничения отражают принципиальные свойства сил этой природы и, в частности, консервативных ван-дер-ваальсовых сил. К счастью, в последнем случае достаточно хорошим приближением является предположение об аддитивности взаимодействий для отдельных частиц, позволяющее получить правильные зависимости результирующих сил от расстояния между телами, а возникающая погрешность отражается лишь на величине константы взаимодействия [11]. Для нанозонда выпуклой формы и плоской поверхности ошибка в определении этой константы при использовании аддитивного приближения не превышает 5–20% и может быть эффективно учтена введением перенормировки [12].

В качестве рабочей гипотезы мы полагаем, что аналогичным свойством обладают и флуктуационно-диссипативные силы, т.е. приближение аддитивности во всяком случае позволяет получать правильные зависимости этих сил от расстояния. Это, как будет показано далее (см. раздел 5), подтверждается при сравнении с расчетами, в которых данное приближение не используется.

Следуя [4,5], предположим, что атом (молекула) движется с нерелятивистской скоростью V параллельно поверхности среды с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$ на расстоянии h от ее границы. Нейтральная сферическая частица характеризуется поляризуемостью $\alpha(\omega)$, а дипольная молекула — постоянным дипольным моментом d произвольной ориентации. Тогда в пределе малых скоростей, представляющем наибольший интерес для динамической моды АСМ, в которой характерные скорости

нанозонда не превышают или значительно меньше 1 м/с, в диапазоне расстояний $r_0 \ll h \ll c/\omega_0$ (r_0 и ω_0 — характерный размер атомов и частота орбитального движения электронов) для силы трения на одиночном атоме была получена формула [4,5]

$$F = -\frac{3\hbar V}{8\pi h^5} \int_0^\infty d\omega \left\{ 2 \left[\alpha''(\omega) \frac{d\Delta''(\omega)}{d\omega} - \Delta''(\omega) \frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega} \right] + \omega \left[\alpha''(\omega) \frac{d^2\Delta''(\omega)}{d\omega^2} - \Delta''(\omega) \frac{d^2\alpha''(\omega)}{d\omega^2} \right] \right\} \operatorname{cth} \left(\frac{\omega \hbar}{2k_B T} \right), \quad (1)$$

где $\Delta(\omega) = (\varepsilon(\omega) - 1)/(\varepsilon(\omega) + 1)$, а двойной штрих означает мнимые части соответствующих функций. При $T = 0$ из (1) после упрощений вытекает более простой результат

$$F = -\frac{3\hbar V}{4\pi h^5} \int_0^\infty d\omega \alpha''(\omega) \frac{d\Delta''(\omega)}{d\omega}. \quad (2)$$

Заметим, что условие $r_0 \ll h \ll c/\omega_0$ позволяет рассматривать частицу как точечный диполь и пренебречь эффектами запаздывания. В этом случае область расстояний до поверхности ограничена сверху величиной 10–20 нм, которая как раз эффективно зондируется зондом АСМ в динамическом режиме. При $h \approx r_0$ становятся существенными эффекты пространственной дисперсии и необходимо учитывать зависимость диэлектрической функции от волновых векторов. Тем не менее формулы (1), (2) и в этом случае описывают определенную часть взаимодействия, возможно, наиболее существенную. Здесь ситуация аналогична той, что имеет место при вычислении энергии взаимодействия двух нейтральных атомов в области ван-дер-ваальсова минимума: хотя, строго говоря, на таких расстояниях атомы нельзя рассматривать как точечные диполи, диполь-дипольное взаимодействие в целом вносит наиболее значительный вклад в энергию межатомной связи.

При торможении дипольной молекулы с моментом $\mathbf{d} = (d_x, d_y, d_z)$ диссипативная сила равна [5]

$$F = -\frac{3(3d_x^2 + d_y^2 + 4d_z^2)V}{32\sigma h^5}, \quad (3)$$

а в случае заряда с величиной $Z_1 e$ соответственно

$$F = -\frac{(Z_1 e)^2}{16\pi\sigma h^3} V, \quad (4)$$

где σ — статическая проводимость. При нормальном к поверхности движении формулы (3) и (4) сохраняют силу с дополнительным множителем 2. В [4,5] были получены также более общие соотношения, описывающие торможение дипольной молекулы и заряда. При нормальном движении нейтрального атома общая формула пока отсутствует.

2. Сила трения на движущемся нанозонде

Предположим, что зонд имеет форму параболоида вращения с каноническим уравнением поверхности $z = d + (x^2 + y^2)/2R$, где z отсчитывается от поверхности образца, d — минимальное расстояние от нее в точке аперкса зонда, R — его радиус кривизны. Выражая поляризуемость атома через диэлектрическую функцию материала зонда $\varepsilon(\omega)$ с помощью формулы Клаузиуса–Моссотти, запишем

$$\alpha''(\omega) = \frac{3}{4\pi N} \operatorname{Im} \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 2}, \quad (5)$$

где N — объемная концентрация атомов. В дальнейшем диэлектрические функции, относящиеся к зонду и поверхности, снабдим индексами 1 и 2 соответственно. Далее, подставляя (5) в (1) и проводя интегрирование по объему зонда, для результирующей латеральной силы получим

$$F = -\frac{3}{64\pi} \frac{\hbar R V}{d^3} J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega)), \quad (6)$$

где интеграл перекрытия спектров $J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega))$ имеет структуру, идентичную подынтегральному выражению в (1), с заменой мнимой части поляризуемости мнимой частью дроби в (5) [4]. При выводе (6) также учтено, что типичные нанозонды АСМ имеют высокие аспектные отношения (высота/радиус кривизны), поэтому верхний предел интегрирования по высоте зонда можно устремить к бесконечности. В случае $T = 0$ численный коэффициент в (6) надо заменить на $3/32\pi$, а интеграл $J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega))$ становится идентичен интегралу в (2) с аналогичной заменой функции $\alpha''(\omega)$.

Основной вклад в $J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega))$ вносят области частот с сильным перекрытием коэффициентов поглощения контактирующих тел, поэтому в общем случае нужно учитывать вклад от различных механизмов, специфичных для различных областей спектра. Для однородных контактов численные расчеты функционала $J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega))$ для некоторых модельных диэлектрических функций недавно проводились в наших работах [4,13]. Наибольший интерес, однако, представляет получение аналитических выражений для сил трения. Оказывается, что для них существуют замкнутые выражения в случае, когда основную роль играет поглощение в низкочастотных областях электромагнитного спектра.

Сначала рассмотрим контакт двух проводящих материалов. Диэлектрические функции запишем в стандартном виде

$$\varepsilon_{1,2}(\omega) = 1 + i \frac{4\pi\sigma_{1,2}}{\omega}, \quad (7)$$

где $\sigma_{1,2}$ — статические проводимости. При учете высокочастотных областей спектра необходимо пользоваться формулами для динамических проводимостей.

Формулу (1) целесообразно применять при $\omega\hbar/2k_B T \ll 1$, когда существенны температурные эффекты. В этом случае после подстановки в нее (5) и (7) функционал $J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega))$ приводится к виду

$$J_1(a, b) = \int_0^{\infty} \frac{dx}{x} \left\{ 2 \left[f_1(x) \frac{df_2(x)}{dx} - f_2(x) \frac{df_1(x)}{dx} \right] + x \left[f_1(x) \frac{d^2 f_2(x)}{dx^2} - f_2(x) \frac{d^2 f_1(x)}{dx^2} \right] \right\}, \quad (8)$$

где $f_1(x) = x/(x^2 + a^2)$, а $f_2(x) = x/(x^2 + b^2)$. Несмотря на громоздкие вычисления, все слагаемые в подынтегральном выражении (8) сводятся к табличным интегралам, а функция $J_1(a, b)$ равна

$$J_1(a, b) = \frac{\pi(b-a)}{ab(a+b)^2}. \quad (9)$$

При более низких температурах, когда $\omega\hbar/2k_B T \gg 1$, удобнее пользоваться формулой (2), поскольку гиперболический котангенс в (1) можно заменить единицей. В этом случае, подставляя (5) и (7) в (2), после интегрирования получим

$$J_2(a, b) = \int_0^{\infty} dx \frac{x}{x^2 + a^2} \frac{d}{dx} \frac{x}{x^2 + b^2} = \frac{(a^2 + b^2) \ln(b/a) + (a^2 - b^2)}{(a^2 - b^2)^2}. \quad (10)$$

Используя эти результаты, формулы для силы трения запишем в виде

$$F = -\frac{9}{128\pi} \frac{k_B T R V}{d^3 \sigma_1} f_1(x), \quad T \gg T_0, \quad (11a)$$

$$F = -\frac{3}{32\pi} \frac{\hbar R V}{d^3} f_2(x), \quad T \ll T_0, \quad (11b)$$

$$T_0 = \frac{\pi\hbar}{k_B} \max(2\sigma_1/3, \sigma_2), \quad x = 3\sigma_2/2\sigma_1, \quad (11c)$$

$$f_1(x) = \frac{x-1}{(1+x)^2}, \quad (12)$$

$$f_2(x) = \frac{(1-x^2 + (1+x^2)\ln x)x}{(1+x^2)^2}. \quad (13)$$

Как показывают оценки, $T_0 = 300$ К при $\max \sigma_{1,2} = 1400 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$, поэтому для плохих проводников (типа германия и кремния) с проводимостями, меньше данной величины, температурные эффекты являются существенными, а сила трения пропорциональна температуре и определяется формулой (11a). Для металлов

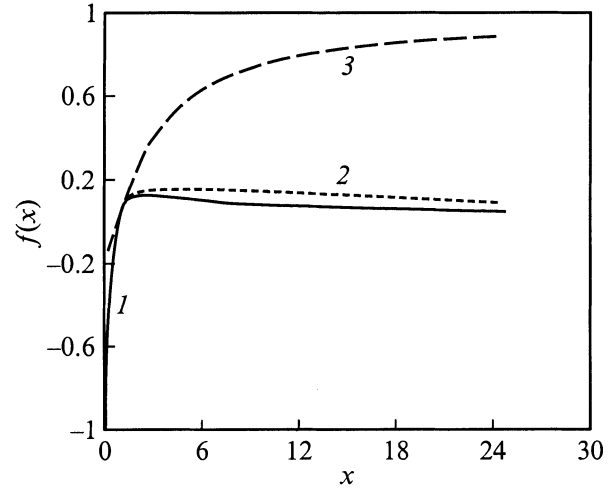


Рис. 1. Характеристические функции $f_1(x)$, $f_2(x)$ и $xf_1(x)$ — кривые 1, 2, 3. Области отрицательности отвечают бездиссипативным латеральным силам.

параметр T_0 слишком велик, и при всех возможных условиях справедлива формула (11b). Особенность ее при $2\sigma_2 = 3\sigma_1$ является кажущейся, и анализ показывает, что в этом пределе получаем $F = 0$, что следует и из (11a) (при $T = 0$). В результате условие $2\sigma_2 = 3\sigma_1$ является критическим для исчезновения трения. Более того, при $2\sigma_2 < 3\sigma_1$ латеральная сила на нанозонде становится ускоряющей, так как зонд получает энергию от поверхностных плазмонов. Функции $f_1(x)$, $f_2(x)$ и $xf_1(x)$ (см. (17a)), появляющиеся при расчете сил трения, показаны на рис. 1 (кривые 1, 2, 3).

Важным свойством формул (11) является симметрия по отношению к обмену местами зонда и поверхности при $\sigma_1 = \sigma_2$. В этом случае при $T = 0$ сила трения вообще не зависит от проводимостей и равна $F = -0.002\hbar R V/d^3$. При типичных для АСМ условиях ($R = 30$ nm, $d = 0.3$ nm и $V = 1$ m/s) величина ее оказывается равной 0.0003 pN. Для более распространенных в АСМ трибоконтактов типа кремний–кремний и при нормальной температуре трение оказывается значительно больше. Так, при $d = 0.3$ nm, $V = 1$ m/s, $R = 30$ nm, $T = 300$ К и $\sigma = 0.001 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ из формулы (11b) получим оценку $F = 1$ nN, сравнимую с оценками силы адгезионного трения в контактном режиме. Заметим, что скорости 0.06 – 6 m/s характерны для динамического режима АСМ при частоте колебаний 1 MHz и амплитудах порядка 10 – 1000 nm. Возможно, что такие (или даже более высокие) скорости могут иметь место и в контактном режиме АСМ в кратковременной начальной фазе проскальзывания зонда по поверхности.

Другие практически важные случаи реализуются для контактов двух диэлектрических материалов или гетероконтактов металл–диэлектрик. Контакты диэлектрических материалов (например, слюда–слюда) характерны для экспериментов с аппаратом поверхностных сил [14]. Диэлектрические функции диэлектриков в низ-

кочастотной области спектра будем аппроксимировать моделью Дебая

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\varepsilon - 1}{1 - i\omega\tau}, \quad (14)$$

где ε — статическая диэлектрическая проницаемость, τ — время релаксации (для слюды $\tau = 10^{-10} - 10^{-9}$ s). Приближение (14) приводит к такому же функционалу диэлектрических проницаемостей, как и (7). С учетом (9), (10) и (14) результирующие формулы для сил трения при различных сочетаниях материалов можно записать в следующем унифицированном виде:

а) диэлектрик (зонд)–диэлектрик (поверхность)

$$F = -\frac{9k_B TRV}{32d^3} \frac{\tau_1(\varepsilon_1 - 1)(\varepsilon_2 - 1)}{(\varepsilon_1 + 2)^2(\varepsilon_2 + 1)} f_1(x), \quad T \gg T_0, \quad (15a)$$

$$F = -\frac{3}{32\pi} \frac{\hbar RV}{d^3} \frac{(\varepsilon_1 - 1)(\varepsilon_2 - 1)}{(\varepsilon_1 + 2)(\varepsilon_2 + 1)} f_2(x), \quad T \ll T_0, \quad (15b)$$

$$T_0 = \frac{2\hbar}{k_B} \max\left(\frac{(\varepsilon_1 + 2)}{3\tau_1}; \frac{(\varepsilon_2 + 1)}{2\tau_2}\right), \\ x = 3\tau_1(\varepsilon_2 + 1)/2\tau_2(\varepsilon_1 + 2); \quad (15c)$$

б) проводник (зонд)–диэлектрик (поверхность)

$$F = -\frac{9}{128\pi} \frac{k_B TRV}{d^3} \frac{(\varepsilon - 1)}{\sigma(\varepsilon + 1)} f_1(x), \quad T \gg T_0, \quad (16a)$$

$$F = -\frac{3}{32\pi} \frac{\hbar RV}{d^3} \frac{(\varepsilon - 1)}{(\varepsilon + 1)} f_2(x), \quad T \ll T_0, \quad (16b)$$

$$T_0 = \frac{2\hbar}{k_B} \max\left(4\pi\sigma/3, (\varepsilon + 1)/2\tau\right), \quad x = \frac{3(\varepsilon + 1)}{8\pi\sigma\tau}; \quad (16c)$$

в) диэлектрик (зонд)–проводник (поверхность)

$$F = -\frac{9}{64\pi} \frac{k_B TRV}{d^3} \frac{(\varepsilon - 1)}{(\varepsilon + 2)\sigma} f_1(x)x, \quad T \gg T_0, \quad (17a)$$

$$F = -\frac{3}{32\pi} \frac{\hbar RV}{d^3} \frac{(\varepsilon - 1)}{(\varepsilon + 2)} f_2(x), \quad T \ll T_0, \quad (17b)$$

$$T_0 = \frac{\hbar}{2k_B} \max\left(\frac{\varepsilon + 2}{3\tau}, 2\pi\sigma\right), \quad x = \frac{6\pi\sigma\tau}{\varepsilon + 2}. \quad (17c)$$

Для контактов с кремнием и слюдой $T_0 < 0.1$ К, поэтому при всех типичных экспериментальных условиях справедливы формулы (15a), (16a) и (17a). Знак латеральной силы, как показывает рис. 1, может быть различен в зависимости от отношения величин проводимостей, времен релаксации или от произведения $\sigma\tau$.

Следует еще раз подчеркнуть, что полученные формулы определяют только ту часть флуктуационной электромагнитной силы, которая обусловлена поглощением в низкочастотной части спектра. При наличии перекрытия коэффициентов поглощения в других участках спектра могут появиться дополнительные вклады.

3. Сравнение с данными АСМ

Представляет большой интерес сравнение теоретических расчетов флуктуационно-диссипативных сил с имеющимися данными АСМ. В работе [2] проводились экспериментальные измерения диссипативных сил для нормальной модуляционной моды АСМ с кремниевым зондом на поверхности слюды в вакуумных условиях. Консоль имела жесткость $k = 40$ N/m, собственную частоту $f = 300$ MHz и радиус кривизны зонда $R = 20$ nm. Измеренная диссипация энергии при амплитуде $A = 20$ nm составляла $\Delta W = 1 - 10$ eV за цикл в зависимости от отношения d/A , где d — начальное расстояние апекса зонда от поверхности в отсутствие колебаний. При этих условиях оценка добротности осциллятора по формуле $Q = \pi k A^2 / \Delta W$ дает величину $(0.3 - 3) \cdot 10^5$. При латеральных колебаниях зонда с той же частотой и при таком же по величине (фиксированном) расстоянии апекса от поверхности, равном $h = d - A$, очевидно, скорость диссипации энергии будет несколько больше, а фактор добротности — меньше.

Записывая формулу (16a) в виде $F = -\gamma RTV/h^3$, для теоретического фактора добротности, обусловленного действием флуктуационных сил, будем иметь $Q_t = kh^3/4\pi f\gamma RT$. Принимая $\varepsilon = 6$, $\tau = 10^{-9}$ s, $\sigma = 0.001 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ и учитывая (16a)–(16c), получим $\gamma \approx 0.019k_B\tau$. Тогда при тех же характеристиках зонда и $h = 0.3$ nm добротность будет равна $Q_t = 5.3 \cdot 10^7/T$. Таким образом, при температурах 100–300 К получаемые оценки Q_t имеют один порядок величины с экспериментальными [2].

Необходимо заметить, что для рассматриваемых условий Q_t практически не зависит от проводимости зонда, но зато обратно пропорционально убывает с увеличением времени релаксации диэлектрика. В целом, при выбранных условиях $Q_t \propto kh^3/f\tau RT$, поэтому имеется реальная перспектива проверки предсказаний теории и измерения флуктуационных электромагнитных сил. Весьма интригующая особенность теории, как уже отмечалось, состоит в возможности существования нулевого трения и положительной латеральной силы на зонде (рис. 1). Для контакта кремния и слюды трения обращается в нуль при $\sigma = 3/(\varepsilon + 1)/8\pi\tau$, поэтому при фиксированном значении τ этому условию нетрудно удовлетворить при подходящем легировании материала зонда.

Кроме флуктуационно-диссипативных сил в обсуждаемом эксперименте может играть существенную роль и диссипация энергии из-за разрыва адгезионных связей — механизма, более характерного для контактной моды АСМ [1]. Сила адгезионного трения, однако, не зависит от скорости, электрофизических свойств и, по-видимому, слабо зависит от температуры [13]. Эти специфические особенности должны помочь в разделении соответствующих вкладов в трение.

4. Роль флуктуационно-диссипативных сил в экспериментах с кварцевым микробалансом

Еще одну возможность для измерения флуктуационно-диссипативных сил дают эксперименты с кварцевым кристаллическим микробалансом [6,7], в которых измеряются коэффициенты затухания колебаний кварцевых осцилляторов — пластинок с металлическим покрытием. Наличие пленок адсорбированных инертных газов на поверхности пластинок вызывает дополнительное изменение добротности осцилляторов и позволяет оценить характерное время затухания трансляционного движения атомов адсорбата. В случае криптона на золоте это время приблизительно равно 1 ns.

Для теоретической оценки времени затухания за счет флуктуационных электромагнитных сил воспользуемся формулой (2), в которой мнимую часть поляризуемости атома запишем в наиболее общем виде (e и m — заряд и масса электрона)

$$\alpha''(\omega) = \frac{e^2}{m} \sum_i \frac{f_i \gamma_i \omega}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \gamma_i^2 \omega^2}, \quad (18)$$

где суммирование идет по всем электронным переходам атома из основного состояния (0) в возбужденные состояния (i) дискретного спектра, ω_i , γ_i , f_i — частота перехода, ширина линии и сила осциллятора перехода соответственно. Для поверхности субстрата (металл или полупроводник) воспользуемся стандартным приближением Друде для высокочастотной диэлектрической проницаемости (в случае металла $\varepsilon = 1$)

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon - \frac{(\omega_p \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2} + \frac{i(\omega_p \tau)^2}{\omega \tau (1 + (\omega \tau)^2)}, \quad (19)$$

где ω_p — плазменная частота, τ — время релаксации электронов.

Подставляя (18) и (19) в (2), в пределе $\gamma_i \rightarrow 0$ получим

$$F = \frac{3\hbar e^2 \tau^2 V}{4mz^5} \Phi(a, y), \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \Phi(a, y) &= \sum_i \frac{f_i y^2 (3a^2 x_i^4 - 2a x_i^2 y^2 + a^2 x_i^2 - y^4)}{x_i (a^2 x_i^4 - 2a x_i^2 y^2 + a^2 x_i^2 + y^4)^2} \\ &= \sum_i F_i(a, y, x_i) f_i y^2, \end{aligned} \quad (21)$$

где $a = \varepsilon + 1$, $x_i = \omega_i \tau$, $y = \omega_p \tau$.

Анализ показывает, что слагаемые в сумме (21) могут иметь любой знак. Для металлов $y \gg 1$, поэтому при фиксированном x_i функции $F_i(a, y, x_i)$ обращаются в нуль при $\sqrt{2}\omega_i \approx \omega_p$. Переходы с частотами $\omega_i \geq \omega_p/\sqrt{2}$ дают ускоряющую силу, в противном случае — тормозящую. Для практического вычисления функции $\Phi(a, y)$ необходимо корректно учесть распределение сил осцилляторов.

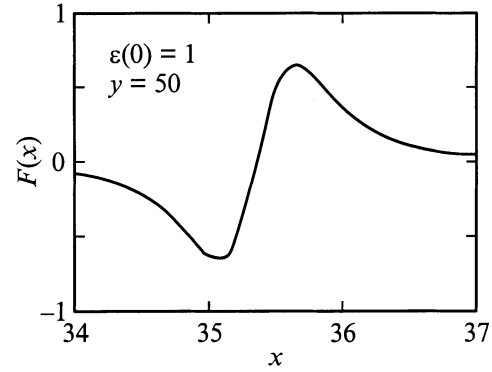


Рис. 2. Функция $F(x)$ в (21) ($x_i \equiv x$).

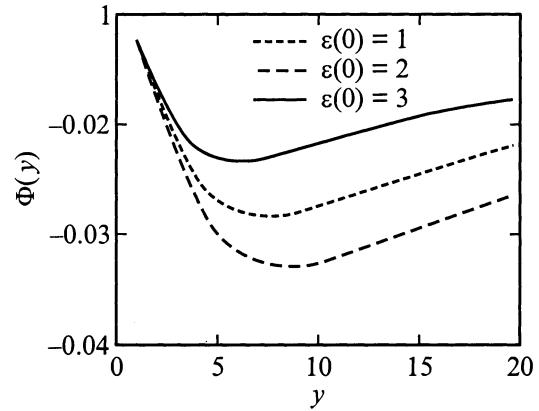


Рис. 3. Функция $\tilde{\Phi}(a, y)$.

Рис. 2 показывает зависимость $F_i(a, y, x_i)$ от x_i при типичных для золота значениях параметров: $\omega_p = 8.8$ eV, $\tau = 3.7 \cdot 10^{-15}$ s, $a = 2$, $y = 50.2$, $f_i \equiv 1$. Как видно из рисунка, функция $F_i(a, y, x_i)$ не имеет сингулярностей, поскольку $x_i > 0$, а так как характерный ”всплеск” соответствует узкой области спектра вблизи $x_i \approx \sqrt{2}y$, основной вклад в $\Phi(a, y)$ вносят именно переходы с такими частотами. Полагая $f_i \approx 0.1$ и $df/dx \propto x^{-3.5}$, что дает удовлетворительное приближение для оптической и УФ частей спектра, можно заменить суммирование в (21) интегрированием. Полученная таким образом функция $\tilde{\Phi}(a, y)$ показана на рис. 3. Мы видим, что $\tilde{\Phi}(a, y) < 0$, а это соответствует ”нормальному” трению, когда латеральная сила отрицательна.

Для поверхности золота имеем $\tilde{\Phi}(2, 50.2) = -0.093$. Используя этот результат и принимая, что атом Кг адсорбируется на расстоянии 0.4 nm от поверхности, с учетом (20) для времени торможения получим оценку $\Delta t = MV/F \approx 0.6$ ns (M — масса атома Кг), т.е. величину, близкую к эксперименту. Нужно заметить, однако (это видно из (20), (21) и рис. 3), что величина Δt весьма чувствительна к изменениям τ , ω_p и z .

Если адсорбируемые атомы образуют пленку, то может появиться дополнительный вклад в трение за счет

поглощения в низкочастотной части спектра. Другим фактором, увеличивающим трение, может стать появление на атомах адсорбата локализованных дипольных моментов и электрических зарядов. Соответствующие силы определяются формулами (3), (4) и в случае хороших проводников, каким является золото, достаточно малы. Например, при $Z_1 = 1$, $d = 1D$, $z = 0.4 \text{ nm}$ получаемые оценки сил трения на 4–5 порядков меньше, чем дает формула (20), поэтому этими силами можно пренебречь. Для поверхности графита и кремния ситуация может кардинально изменяться.

5. Контакт плоских поверхностей

Флуктуационно-диссипативные силы, отнесенные к единице площади контакта и возникающие при относительном движении двух толстых пластин, разделенных плоской щелью шириной d , недавно рассчитывались в работах [8–10] на основе максвелловского тензора напряжений. Детальный анализ соответствующих результатов выходит за рамки данной работы, но мы считаем необходимым указать на принципиальные расхождения с ними в выводах, касающихся наличия конечных сил трения, пропорциональных скорости, при $T = 0$, поскольку в цитируемых работах такие силы отсутствуют.

По нашему мнению, такие выводы авторов обусловлены недостаточно корректным вычислением электрических полей внутри щели. Так, в работе Пендри [8] использовано эвристическое выражение для амплитуды поля, учитывающее собственное флуктуирующее поле одной из пластин и поле волны, отраженной от второй пластины, с учетом доплеровского сдвига френелевского коэффициента отражения, вызванного относительным движением поверхностей. В работах Волокитина и Перссона [9,10] использован более общий метод, но динамическое обобщение формул флуктуационной теории Лифшица для амплитуд электромагнитного поля не является очевидным, а, кроме того, при переходе от начальной релятивистской формулировки теории к нерелятивистскому случаю делается ряд дополнительных приближений. Авторы получили такие же результаты для силы трения, как и Пендри при $T = 0$, а при $T \neq 0$ пропорциональный скорости вклад в силу трения оказался квадратичным по T .

Переход от наших формул для сил трения выпуклого зонда с плоской поверхностью к случаю контакта пластин тривиален. Достаточно лишь вместо интегрирования по объему зонда проинтегрировать (1) или (2) по h (от нуля до бесконечности) и результат разделить на площадь пластин (S). Тогда, например, вместо формулы (6) получим

$$\frac{F}{S} = -\frac{9\hbar V}{128\pi^2 D^4} J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega)). \quad (22)$$

Формулы для фрикционного напряжения F/S в случае контактов разного сочетания получаются простым

умножением правых частей формул (11), (15)–(17) на коэффициент $3/2\pi R d$. Таким образом, в данном случае зависимость от ширины щели имеет показатель степени (в знаменателе) на единицу больше, чем для контакта параболического зонда с плоской поверхностью.

Заметим, что формула, почти идентичная (22), получается из промежуточного результата Пендри (формула (18) в [8] в пределе малых скоростей). По сравнению с (22) она имеет дополнительный коэффициент $4/9$, а в интеграле перекрытия спектров, аналогичном интегралу в формуле (2), $\alpha''(\omega)$ заменяется на $\text{Im}(\varepsilon_1(\omega) - 1)/(\varepsilon_1(\omega) + 1)$. Появление коэффициента $4/9$ конечно связано с тем, что не учтен вклад второй пластины, но в силу несимметрии исходной формулы к перестановке индексов $1 \leftrightarrow 2$ формальная симметрия конечного выражения, сделанная в работе [8], привела в результате к катастрофическому уничтожению линейного по скорости вклада в силу трения. Более того, в отличие от (22) для однотипных пластин даже без проведения симметризации мы опять будем иметь нулевое трение, что еще раз говорит о недостатках приближения [8]. Для целей настоящей работы, однако, наиболее важным является то, что результаты работ [8–10] дают одинаковую с (22) зависимость силы трения от расстояния d , хотя и получены в континуальной модели без предположения об аддитивности взаимодействий.

С практической точки зрения результаты расчетов флуктуационных сил для плоских поверхностей необходимо учитывать в экспериментах с аппаратом поверхностных сил [14], в которых измеряются силы трения между пластинами слюды, покрытыми поверхностно-активными веществами.

Итак, в результате дальнейшего развития теоретической модели [4,5] по расчету нерелятивистских динамических флуктуационно-диссипативных сил получены замкнутые аналитические формулы для сил трения между нанозондом параболической формы и плоской поверхностью, между нейтральным сферическим атомом и проводящей поверхностью, а также между толстыми пластинами, разделенными плоской щелью.

Рассмотрены контакты типа ”металл–металл”, ”диэлектрик–диэлектрик”, ”металл–диэлектрик” и ”диэлектрик–металл”. Полученные формулы учитывают эффекты поглощения электромагнитных волн в низкочастотной области спектра и предсказывают характерные зависимости сил трения от скорости, температуры, расстояния, радиуса нанозонда и электрических характеристик партнеров. В частности, во всех рассмотренных случаях предсказываются конечные (пропорциональные скорости) силы трения при нулевой температуре. Обсуждаются условия бездиссипативного скольжения поверхностей.

Получены оценки добротности осцилляторов для модуляционного режима АСМ и проведено их сравнение с экспериментальными данными для контакта кремниевое нанозонда со слюдой. Показано, что флуктуационно-

электромагнитные силы имеют один порядок величины с экспериментальными (0.001–1 nN), поэтому их измерение стало реальной задачей ближайшего будущего.

Аналогично показано, что время затухания движения адсорбированных атомов, наблюдаемое в экспериментах с кварцевым микробалансом, также может быть обусловлено действием флуктуационно-электромагнитных сил.

Список литературы

- [1] Г.В. Дедков. УФН **170**, 6, 585 (2000); Phys. Stat. Sol. (a) **179**, 1, 2 (2000).
- [2] B. Gotsmann, C. Seidel, B. Anczykowski, H. Fuchs. Phys. Rev. **B60**, 15, 11 051 (1999).
- [3] I. Dorofeyev, H. Fuchs, G. Wenning, B. Gotsmann. Phys. Rev. Lett. **83**, 12, 2402 (1999).
- [4] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. Phys. Lett. **A259**, 38 (1999); Письма ЖТФ **25**, 12, 10 (1999).
- [5] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. ФТТ **43**, (2001), в печати. Surface Sci. (2000), in press.
- [6] E.T. Watts, J. Krim, A. Widom. Phys. Rev. **B41**, 10, 3466 (1990).
- [7] J. Krim, D.H. Solina, R. Chiarello. Phys. Rev. Lett. **66**, 5, 181 (1991).
- [8] J.B. Pendry. J. Phys. C: Solid State Phys. **9**, 8, 10 301 (1997).
- [9] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. Phys. Low-Dim. Struct. **7**, 8, 1 (1998).
- [10] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. J. Phys. C: Condens. Matter. **11**, 3, 345 (1999).
- [11] P. Johansson, P. Apell. Phys. Rev. **B56**, 10, 4159 (1997).
- [12] Yu.N. Moiseev, V.M. Mostepanenko, V.I. Panov. Phys. Lett. **132A**, 10, 354 (1988).
- [13] G.V. Dedkov. Matter. Lett. **38**, 3, 360 (1999); Wear **232**, 2, 145 (1999).
- [14] J.N. Israelachvili. Intermolecular and Surface Forces. Acad. Press, N. Y. (1992).