

# О диссипации механической энергии в бесконтактном динамическом режиме сканирующего зондового микроскопа в вакууме

© Г.В. Дедков

Кабардино-Балкарский государственный университет,  
360004 Нальчик, Россия

E-mail: gv\_dedkov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 26 апреля 2005 г.  
В окончательной редакции 30 июня 2005 г.)

Проводится критическое обсуждение экспериментов по измерению консервативных и диссипативных сил в динамических контактах нанозондов сканирующих микроскопов с поверхностями (в высоковакуумных условиях). В частности, экспериментально исследовалось нормальное и латеральное осциллирующее движение зондов вблизи поверхности различных материалов, но вопрос о природе бесконтактных сил демпфирования в диапазоне расстояний  $\geq 0.5$  nm остается открытым. Предлагается феноменологическое соотношение между консервативной и диссипативной силами произвольной природы, действующими на зонд, позволяющее объяснить наблюдаемое демпфирование. При этом используется модельный параметр, характеризующий скорость или время диссипативного процесса. Показано, что, несмотря на большое различие величины коэффициентов демпфирования, геометрического размера зондов и типа консервативного взаимодействия в разных экспериментах, диссипативные силы при нормальном и латеральном осциллирующем движении зондов удовлетворительно описываются предложенной теорией.

PACS: 68.37.Uv, 68.37.-d

## 1. Введение

Несмотря на огромный объем информации феноменологического характера, накопленной о трении, понимание микроскопической природы сил трения остается слабым (см. работы [1,2] и ссылки в них). Отсутствует общепринятое объяснение фундаментальных причин различия между статическим и динамическим трением, взаимосвязи между макро- и микротрением, а также механизмов диссипации энергии при трении тел различной природы. По этим причинам исследование элементарных консервативных и диссипативных сил в дискретных контактах нанозондов сканирующих зондовых микроскопов (СЗМ) с поверхностями твердых тел приобретает особую значимость.

В частности, фундаментальное значение имеет развитие физической интерпретации и спектроскопии диссипативных сил (сил трения) в динамических вакуумных контактах зондов СЗМ с поверхностью. В настоящей работе рассматривается случай бесконтактного взаимодействия, когда минимальные расстояния сближения осциллирующего зонда с поверхностью  $z_0$  превышают радиус действия химических и адгезионных сил ( $z > 0.5$  nm). Механизмы диссипации энергии при более интенсивных (бесконтактных) взаимодействиях, когда минимальные расстояния попадают в область сил отталкивания, обсуждаются в обзоре [3] (см. также ссылки там).

В интересующих нас экспериментальных работах [4–7] диссипативные силы исследовались для контактов полупроводника с диэлектриком (кремний–слюда [5]), между металлами (алюминий–золото, золото–золото [4,6,7]) и металла с полупроводником (золото–кремний [7]). В работах [4–6] исследовалось перпендикулярное поверхности осциллирующее движение

нанозонда при параллельной поверхности ориентации кантилевера СЗМ, а в [7] — параллельное поверхности движение при перпендикулярной ориентации кантилевера. В отличие от измерений консервативных сил, интерпретация которых в настоящее время не вызывает больших проблем, при измерении диссипативных сил было выявлено несколько интригующих особенностей: 1) неожиданно высокие абсолютные значения; 2) различная зависимость от расстояния — от  $z^{-3}$  в [6] до  $z^{-1.1}$ ,  $z^{-1.5}$  в [7]; 3) сильная зависимость от температуры и типа контактирующих материалов [7].

Принципиально важный момент в интерпретации экспериментов связан с тем, что в бесконтактном вакуумном динамическом режиме с компенсацией контактной разности потенциалов (в нанометровом диапазоне расстояний) консервативное взаимодействие зонда с образцом обусловлено флуктуационными силами Ван-дер-Ваальса, поэтому ожидалось, что возникающие диссипативные силы должны иметь ту же природу, т.е. должны быть тождественны так называемым силам „вакуумного трения“ („трения Ван-дер-Ваальса“) [8–11]. Однако теоретические расчеты показали, что „вакуумное трение“ на много порядков величины меньше наблюдаемого (в частности, для контактов кремний–слюда на два–три порядка величины [8,9], а для контактов металлов на пять–одиннадцать порядков [8–11]). Для металлов теория [8–11] приводит к весьма малым значениям диссипативных сил, поскольку входящие в расчетные формулы планковские температурные факторы обрезают взаимодействие на частотах, меньших частоты Вина  $\omega_w = k_B T / \hbar$  (где  $\hbar$  и  $k_B$  — постоянные Планка и Больцмана), имеющей порядок  $10^{14}$  Hz при комнатных температурах. Следовательно, эффект омической диссипации энергии в металлических наноконтактах не

может объяснить наблюдаемые высокие значения диссипативных сил. В случае неметаллов ситуация несколько лучше [8,9], но все равно расхождение теории и эксперимента достаточно велико.

В настоящей работе мы подходим к решению этой проблемы феноменологическим путем — вводя модельное соотношение между консервативной и диссипативной силами, действующими на зонд микроскопа. Независимо от природы консервативного взаимодействия между телами, обладающими внутренней структурой, возникающие между ними диссипативные силы появляются в результате отклика системы на относительное движение, вследствие чего часть кинетической энергии зонда необратимо переходит во внутреннее движение частиц. Поэтому простейшей формой связи между консервативной и диссипативной силами (при малых скоростях) является пропорциональная зависимость  $F_d(z) \propto F_c(z)$ , а также пропорциональная зависимость между диссипативной силой и скоростью движения:  $F_d(z) \propto V$ . В итоге диссипативную силу можно представить как консервативную силу, умноженную на скорость и деленную на феноменологический параметр с размерностью скорости  $V_d = l_d/\tau_d$ , где  $l_d$  и  $\tau_d$  — значения длины и времени, характеризующие диссипативный процесс. В разделе 2 настоящей работы приведена элементарная аргументация в пользу этих эвристических соотношений, а в разделе 3 они применяются для интерпретации имеющихся экспериментальных данных.

## 2. Теория. Соотношение между консервативной и диссипативной силами

Одним из хорошо известных классических соотношений между консервативной и диссипативной силами является закон статического сухого трения Амонтона–Кулона

$$F_d = \mu F_c, \quad (1)$$

где  $\mu$  — коэффициент трения, а  $F_c$  ассоциируется с силой нормального давления в контакте. Для вакуумного трения двух поверхностей, скользящих относительно друг друга со скоростью  $V$ , очевидно, простейшим соотношением является (во всех формулах подразумеваем абсолютные значения консервативной и диссипативной сил)

$$F_d = F_c V \frac{\tau_d}{l_d} = F_c \frac{V}{V_d}, \quad (2)$$

где  $l_d$ ,  $\tau_d$  и  $V_d$  — феноменологические параметры. Обозначая  $d/V = \tau_c$  (где  $\tau_c$  — характерное время взаимодействия), соотношение (2) можно записать в альтернативном виде

$$F_d = F_c \frac{\tau_d}{\tau_c}. \quad (3)$$

Формула (3) очевидно эквивалентна (1) при  $\mu = \tau_d/\tau_c$ , поэтому  $\mu$  можно считать динамическим аналогом ко-

эффициента трения. Формула (2) является центральной для дальнейшего анализа, причем входящие в нее силы  $F_d$  и  $F_c$  будем считать функциями расстояния  $z$  от зонда до поверхности. Параметры  $\tau_d$ ,  $V_d$ , вообще говоря, также могут зависеть от  $z$ .

Микроскопическая основа уравнений (2), (3) полностью оправдывается при сопоставлении консервативных и диссипативных сил, обусловленных электромагнитными и флуктуационно-электромагнитными взаимодействиями малых частиц с поверхностями. Например, в простейшем случае проводящей поверхности диссипация кинетической энергии движущейся частицы обусловлена джоулевыми потерями, и из нашей общей теории флуктуационно-электромагнитных сил [8,9] следует, что формула (2) приводится к виду (безразмерный численный коэффициент для простоты опущен)

$$F_d \approx F_c \frac{V}{\sigma z}, \quad (4)$$

где  $z$  — расстояние от движущейся частицы до поверхности,  $\sigma$  — статическая проводимость,  $F_c = (Ze)^2/4z^2$  для заряда  $Ze$ ,  $F_c = p^2/z^4$  для дипольной молекулы с постоянным дипольным моментом  $p$  и  $F_c = U_0/z^4$  для нейтральной частицы (статическая сила притяжения Ван-дер-Ваальса). В случае квантовых электромагнитных флуктуаций  $U_0 = \hbar\omega_0$ , где  $\omega_0$  — характерная частота поглощения электромагнитного спектра, а в случае тепловых флуктуаций  $U_0 = k_B T$ . Поскольку при  $F_c \sim k_B T/z^4$  формула (4) устанавливает связь только между температурно-зависимыми компонентами консервативной и диссипативной ван-дер-ваальсовых сил, между их низкотемпературными компонентами, как мы предполагаем, соотношение (2) должно выполняться с другими значениями диссипативных параметров. Представляется вероятным соотносить эту часть диссипативной силы с механизмом генерации и затухания фононов, поскольку силы Ван-дер-Ваальса, действуя на отдельные атомы и фрагменты твердых и жидких тел, способны приводить к возбуждению фононов независимо от температуры тел. Явная зависимость  $F_d$  от расстояния  $z$  в (4) является простейшим следствием линейного приближения по скорости и доплеровского сдвига частоты ближнего флуктуационного электромагнитного поля [8,9], посредством которого осуществляется взаимодействие ( $\Delta\omega = k_x V$ , где  $k_x$  — проекция волнового вектора на направление скорости частицы). Поскольку амплитуда ближнего поля у плоской поверхности убывает по закону  $\sim \exp(-kx)$ , интегрирование силы взаимодействия по волновым векторам электромагнитного поля приводит к появлению дополнительного множителя  $1/z$ . Если же взаимодействие осуществляется через поверхностные моды (например, плазмоны), обладающие пространственной дисперсией, то показатели степени в соответствующих зависимостях от расстояния могут отличаться от единицы (в большую сторону) [8,9] либо эта зависимость будет более сложной.

Таблица 1. Условия экспериментов

Система зонд-образец	Мода колебаний	Радиус зонда $R$ , nm	Амплитуда колебаний $A_0$ , nm	Частота $f_0$ , $10^5$ Hz	Добротность $Q$	Жесткость $k$ , N/m	Константа Гамакера $A_H$ , $10^{-19}$ J
Si-слода [5]	Перпендикулярная	20	32	2.97	22 815	40	1.2
Al-Au (111) [6]	»	35	42.5	2.89	22 671	50	3.5
Al-Au (111) [6]	»	21	21	2.67	19 050	40	3.5
Au-Au (111) [7]	Параллельная	1000	10–20	0.0386	8200–20 300	$3.3 \cdot 10^{-4}$	?

Таблица 2. Измеренные консервативная сила и параметр затухания [5–7]

Система зонд-образец	Мода колебаний	Расстояние $z_0$ , nm	Консервативная сила $F_c$ , nN	Параметр затухания $\gamma$ , nN · s/m
Si-слода	Перпендикулярная	1	0.4	11
Al-Au (111)	»	1	2.0	48
Au-Au (111)	Параллельная	1	1.1	0.003

Поскольку суммарное взаимодействие наночастиц (назондов) с поверхностью включает совокупность элементарных взаимодействий типа рассмотренных выше, соотношение  $F_d(z) \sim F_c(z)$  и формулы (2), (3) в целом имеют под собой определенное обоснование. Разумеется, это не исключает необходимости их опытного подтверждения.

### 3. Обсуждение и интерпретация экспериментальных данных

Перейдем к обсуждению результатов экспериментов [5–7]. Данные, приведенные в работе [4], представляются менее надежными, поскольку использованный метод измерений диссипативных сил был более грубым. В табл. 1 приведены условия экспериментов [5–7], а в табл. 2 — результаты измерений консервативной силы  $F_c(z)$  и параметра затухания  $\gamma(z)$ , связанного с величиной диссипативной силы соотношением  $F_d(z) = \gamma(z)dz/dt$ . В случае параллельного поверхности движения зонда  $F_d(z) = \gamma(z)dx/dt$ , где  $x$  — латеральная координата.

Заметим, что использованный в работах [5,6] метод измерений классифицируется как метод динамической силовой спектроскопии с внутренним возбуждением колебаний осциллятора цепью положительной обратной связи [12], характеризующейся фактором усиления и фактором временной задержки. Этот метод принципиально отличается от метода внешнего возбуждения [13], в котором цепь обратной связи контролирует амплитуду колебаний зонда через амплитуду внешней периодической силы (см. также [3]).

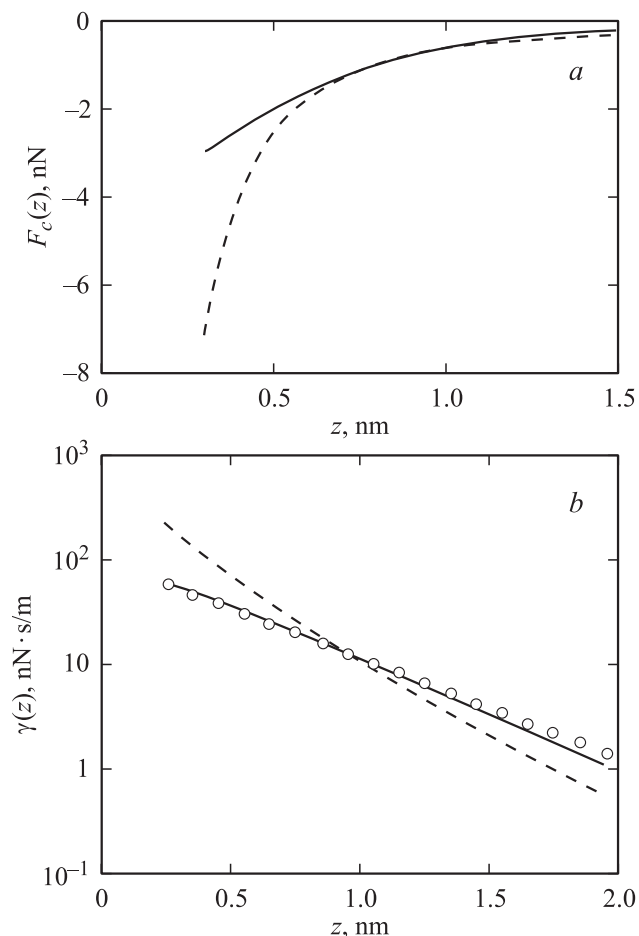
На рис. 1, *a* показана консервативная сила взаимодействия зонда с поверхностью для контакта кремний (зонд)–слода (поверхность) в зависимости от расстояния  $z$ . Сплошная линия соответствует эксперимен-

тальным данным, а штриховая — теоретической формуле для ван-дер-ваальсовой силы  $F_c(z) = -\frac{A_H R}{6z^2}$ , где  $A_H = 1.2 \cdot 10^{-19}$  J — константа Гамакера [5]. Из этого рисунка видно, что при  $z > 0.5$  nm ван-дер-ваальсова сила вносит доминирующий вклад в консервативное взаимодействие зонда с поверхностью.

На рис. 1, *b* представлена зависимость  $\gamma(z)$ . Экспериментальные данные показаны точками, сплошная линия — результат расчета по формуле (2) с подгоночным параметром  $V_d = 0.055$  m/s, а штриховая линия проведена в соответствии с уравнением  $F_d = F_c \frac{\tau_d \dot{z}}{z}$  при  $\tau_d = 1.7 \cdot 10^{-8}$  s. Заметим, что теоретические зависимости рассчитывались с использованием экспериментальных значений консервативной силы  $F_c(z)$ , соответствующих рис. 1, *a*. Из рис. 1, *b* видно, что зависимость (2) хорошо согласуется с экспериментом, в то время как второе использованное приближение (штриховая линия) приводит к более быстрому убыванию  $\gamma(z)$  с расстоянием.

На рис. 2, *a* и *b* приведены аналогичные зависимости для металлического контакта [6]. Рис. 2, *a* показывает, что ван-дер-ваальсова сила  $F_c(z) \sim z^{-2}$  на малых расстояниях превышает (по модулю) величину взаимодействия по сравнению с экспериментом. Более близкой к эксперименту аппроксимацией консервативной силы является  $F_c(z) = -4.1/(0.3 + z)^2$  со сдвигом начала отсчета расстояний ( $F_c$  и  $z$  в этом случае выражены в nN и nm).

На рис. 2, *b* показаны экспериментальные значения  $\gamma(z)$  (точки), а сплошная линия рассчитана согласно (2) при  $V_d = 0.042$  m/s, причем, как и при взаимодействии кремниевого зонда со слюдой, для  $F_c(z)$  в формулу (2) представлялись экспериментальные значения, соответствующие данным для консервативной силы (рис. 2, *a*). Заметим, что при интерпретации результатов экспериментов [5,6] значения параметра  $V_d$  оказываются близкими между собой и удовлетворительно согласуются с ве-



**Рис. 1.** *a)* Консервативная сила взаимодействия между кремниевым нанозондом и поверхностью слюды. Сплошная линия — экспериментальная зависимость, полученная на основе измерений частотного сдвига колебаний зонда вблизи поверхности [5], штриховая линия — сила Ван-дер-Ваальса  $F_c(z) = -\frac{A_H R}{6z^2}$ . *b)* Коэффициент демпфирования  $\gamma(z)$  для кремниевого зонда у поверхности слюды. Точки — эксперимент [5], сплошная линия — расчет по формуле (2) с использованием экспериментальных значений консервативной силы (см. часть *a*) и  $V_d = 0.055$  м/с. Штриховая линия — расчет в соответствии с уравнением  $F_d(z) = F_c(z) \frac{\tau_d}{z} dz/dt$  при  $\tau_d = 1.7 \cdot 10^{-8}$  с.

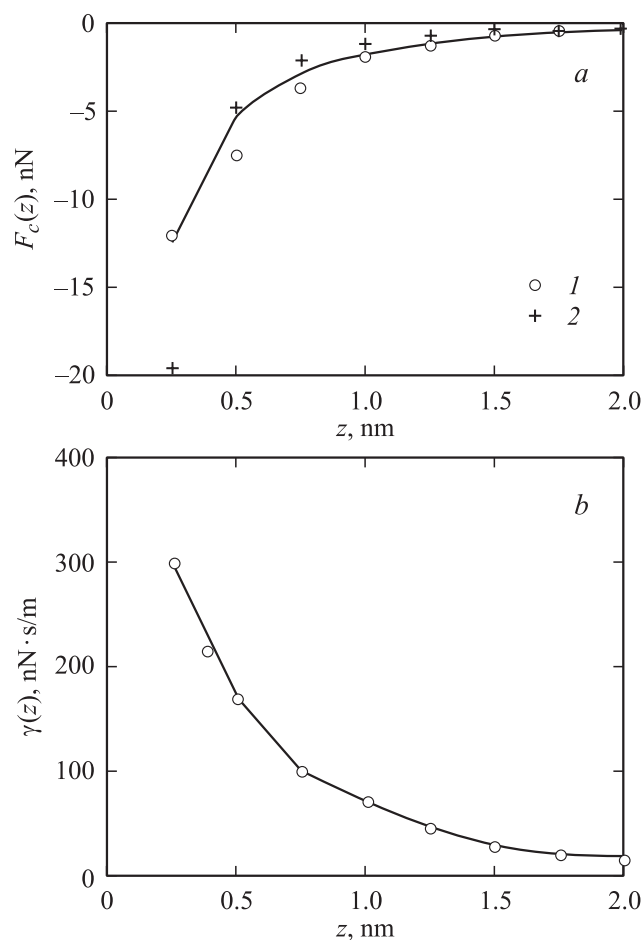
личной максимальной скорости зонда при колебаниях  $V_{\max} = 2\pi A f_0$ , причем  $V_{\max} = 0.077$  м/с в [5] и 0.035 м/с в [6]. Отметим также, что экспериментальные точки, приведенные на рис. 2, *b*, относятся к умеренным расстояниям от зонда до поверхности ( $z < 2$  нм), тогда как при  $z > 2$  нм зависимость параметра затухания от  $z$  лучше аппроксимируется степенным законом вида  $\gamma(z) = \alpha/z^3$ , где  $\alpha \approx 10^{-35}$  Дж·с/м<sup>2</sup> [6]. Сшивая эту зависимость с (2) при  $z = 10$  нм, получим  $V_d^{-1} = \tau_d/l_d = 6.5$  с/м. Эта численная оценка нам потребуется позднее.

В случае параллельных поверхности колебаний зонда функция  $\gamma(z)$  измерялась в зависимости от напряжения  $U$ , приложенного между зондом и образцом, а также

в зависимости от температуры  $T$  [7]. Экспериментальные результаты были аппроксимированы аналитической формулой

$$\gamma(z) = \alpha(T) \frac{U_0^2 + U^2}{z^n}, \quad U_0 = 0.2 \text{ В},$$

где  $n = 1.2 \pm 0.3$ ,  $\alpha(T)$  — температурный фактор. При сравнении с экспериментами [5,6] первое, на что следует обратить внимание, — необычная зависимость коэффициента демпфирования от расстояния. В данном случае нет информации о консервативных силах, но квадратичная зависимость коэффициента демпфирования от электрического напряжения может свидетельствовать о наличии электростатического емкостного взаимодействия. С этим согласуется и меньшая по сравнению с экспериментами [5,6] величина показателя степенной



**Рис. 2.** *a)* Консервативная сила взаимодействия между алюминиевым нанозондом и поверхностью (111) золота. 1 — экспериментальные данные, полученные пересчетом измерений сдвига частоты колебаний зонда у поверхности [6], 2 — ван-дер-ваальсова сила  $F_c(z) = -\frac{A_H R}{6z^2}$ . Сплошная линия — аппроксимация  $F_c(z) = -4.1/(0.3 + z)^2$ . *b)* Коэффициент демпфирования  $\gamma(z)$  в случае контакта Al-(111)Au. Точки — эксперимент [6], сплошная линия — расчет по уравнению (2) с экспериментальными значениями  $F_c$  (см. часть *a*) при  $V_d = 0.042$  м/с.

зависимости от расстояния. Используя приближение Дерягина [14], в случае емкостного взаимодействия в контакте выпуклого нанозонда с плоской поверхностью консервативную силу притяжения можно записать в виде

$$F_c(z) = \frac{\pi \varepsilon_0 R U^2}{z}, \quad (5)$$

где  $\varepsilon_0$  — электрическая вакуумная константа. Учитывая, что в [7] диссипативная сила имеется и при нулевой приложенной разности потенциалов (авторы [7] связывают ее с наличием на поверхностях нескомпенсированных пятен заряда), предположим, что суммарная консервативная сила при наличии электрического напряжения между зондом и образцом описывается выражением вида

$$F_c(z) = \frac{\pi \varepsilon_0 R (U^2 + U_0^2)}{z}, \quad (6)$$

а коэффициент затухания в соответствии с (2) равен

$$\gamma(z) = \frac{\pi \varepsilon_0 R (U^2 + U_0^2)}{V_d z}. \quad (7)$$

Тогда при  $R = 1000$  nm,  $U = 0$  и  $z = 10$  nm для согласования (7) с экспериментальным значением  $\gamma = 1.5 \cdot 10^{-13}$  kg/s [7] нужно принять  $V_d = 730$  m/s.

Оставив пока в стороне вопрос о физическом смысле столь большой величины  $V_d$  (по сравнению с данными [5,6]), попробуем сначала объяснить отсутствие согласия между коэффициентом демпфирования  $\gamma(z)$ , вычисленным в соответствии с формулой (7), и результатами измерений [7]. Нам представляется, что имеющееся расхождение показателей степенной зависимости от расстояния может быть вызвано неучтенным вкладом ван-дер-ваальсовой силы  $F_c \sim z^{-2}$ . В этом случае консервативная сила вида  $F_c(z) = \alpha_1/z + \alpha_2/z^2$  при надлежащем выборе коэффициентов  $\alpha_1, \alpha_2$  может обеспечить удовлетворительное согласие со степенной зависимостью  $1/z^n$  с любым значением показателя степени  $n$  между 1 и 2.

С другой стороны, если отождествить  $F_c$  целиком с ван-дер-ваальсовой силой  $F_c(z) = -\frac{A_H R}{6z^2}$ , то, используя (2) и согласуя измеренное и теоретическое значения коэффициента демпфирования при  $z = 10$  nm, получим  $A_H/V_d = 0.9 \cdot 10^{-22}$  J · s/m. Тогда при  $V_d = 730$  m/s константа Гамакера будет равна  $A_H = 0.66 \cdot 10^{-19}$  J, что представляется вполне реалистичным.

Теперь вернемся к анализу величины параметра  $V_d$ , обратившись к соотношению  $V_d = l_d/\tau_d$ . При этом нужно принять во внимание, что при параллельных поверхностных колебаниях зонда в отличие от случая перпендикулярных колебаний величина  $l_d$  должна быть значительно больше, поскольку в течение одного периода движения разрыв слабых межатомных связей на соприкасающихся поверхностях происходит непрерывно вдоль всей траектории зонда, т.е. на отрезке длиной  $l_d = 4A$ , в то время как в случае вертикальных колебаний реалистичной оценкой длины разрыва связей является  $l_d \approx a$ , где

$a$  — характерный размер атома. С учетом этого и экспериментального значения  $\gamma$  при  $z = 10$  nm из (7) получим при  $U = 0$ ,  $U_0 = 0.2$  V и  $l_d = 4A = 80$  nm (см. данные табл. 1)

$$\tau_d = \frac{4}{\pi} \frac{z \gamma}{U_0^2} \frac{A_H}{R} = 1.08 \cdot 10^{-10} \text{ s.}$$

В случае же нормальных колебаний зонда для оценки параметра  $\tau_d$ , полагая  $a = 0.2$  nm, имеем  $\tau_d = 6.5l_d = 6.5a = 1.3 \cdot 10^{-9}$  s. Отсюда следует, что значения параметра  $\tau_d$  в экспериментах [6,7] близки по порядку величины в отличие от существенно различающихся значений параметров  $V_d$  и  $\gamma(z)$  (на четыре–пять порядков величины). Это указывает на общность механизма диссипации, несмотря на существенно различный характер консервативных сил.

Полученные оценки параметра  $\tau_d$  по порядку величины согласуются с типичными значениями времени затухания акустических фононов. Если эти предположения верны, то параллельное и нормальное осциллирующее движения зонда должны также характеризоваться различной зависимостью диссипативных сил от амплитуды колебаний: обратно пропорциональной при параллельном движении и отсутствием зависимости при перпендикулярном движении. Напротив, при наличии корреляции  $V_d$  с величиной максимальной скорости при перпендикулярных колебаниях  $V_d \sim Af$ , а при параллельных колебаниях характер зависимости диссипативной силы от амплитуды колебаний остается неясным.

В заключение коснемся характера температурной зависимости диссипативной силы, наблюдавшейся авторами [7]. Так, было обнаружено, что при  $T = 77$  K эта сила уменьшилась в 6 раз по сравнению с  $T = 295$  K, т.е. приблизительно  $\alpha(T) \sim T^{4/3}$ . В то же время, как следует из рис. 4 работы [7], для того же расстояния от зонда до поверхности при  $T = 4.2$  K сила трения оказывается лишь в 4 раза меньше, чем при  $T = 77$  K. Это согласуется с зависимостью  $\alpha(T) \sim T^{0.48}$ . Таким образом, можно констатировать факт значительного ослабления температурного фактора диссипативных сил с понижением температуры. Это должно быть предметом изучения последующих экспериментальных работ. В целом, наличие температурной зависимости диссипативной силы качественно согласуется с фоновым механизмом затухания, который, как мы полагаем, лежит в основе соотношения (2).

## 4. Заключение

Наиболее важным, по нашему мнению, результатом настоящей работы является вывод относительно общности механизма демпфирования нанозондов при нормальных и латеральных (к поверхности) колебаниях независимо от их размера, материалов контактов, собственных частот и типа консервативных взаимодействий с образцами в вакуумных условиях. В основе механизма

демпфирования, как мы полагаем, лежит затухание акустических фононов, генерируемых при разрывах слабых межатомных связей, обусловленных нормальным или латеральным движением зонда.

Второй вывод касается характера связи между консервативными и диссипативными силами, действующими на осциллирующий зонд: из теоретического анализа и интерпретации экспериментов следует линейное соотношение между ними, аналогичное закону статического трения Амонтона–Кулона.

И наконец, мы делаем вывод о том, что диссипативные силы, связанные с механизмом генерации и затухания фононов, характеризуются феноменологическим временным параметром  $\tau_d$ , величина которого составляет  $10^{-10}$ – $10^{-9}$  с и, по всей видимости, убывает с понижением температуры. Представляется вероятным, что  $\tau_d$  коррелирует с временем жизни фононов (по крайней мере, при комнатных температурах).

## Список литературы

- [1] Г.В. Дедков. УФН **170**, 6, 585 (2000).
- [2] J. Grim. Am. J. Phys. **70**, 9, 890 (2002).
- [3] F.G. Giessibl. Rev. Mod. Phys. **75**, 949 (2003).
- [4] I. Dorofeyev, H. Fuchs, G. Wenning, B. Gotsmann. Phys. Rev. Lett. **83**, 2402 (1999).
- [5] B. Gotsmann, C. Seidel, B. Anczykowski, H. Fuchs. Phys. Rev. B **60**, 11 051 (1999).
- [6] B. Gotsmann, H. Fuchs. Phys. Rev. Lett. **86**, 2597 (2001).
- [7] B.C. Stipe, H.J. Mamin, T.D. Stowe, T.W. Kenny, D. Rugar. Phys. Rev. Lett. **87**, 096 801 (2001).
- [8] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. ФТТ **44**, 10, 1729 (2002).
- [9] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. Phys. Low-Dim. Struct. **1/2**, 1 (2003).
- [10] B.N.J. Persson, A.I. Volokitin. Phys. Rev. Lett. **84**, 3504 (2000).
- [11] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. Phys. Rev. B **65**, 115 419 (2002).
- [12] H. Holscher, B. Gotsmann, W. Allers, U.D. Schwarz, H. Fuchs, R. Wisendanger. Phys. Rev. Lett. **88**, 019 601 (2002).
- [13] M. Gauthier, M. Tsukada. Phys. Rev. Lett. **85**, 5348 (2000).
- [14] B.V. Derjaguin. Kolloid. Zh. **69**, 155 (1934).