

Электромагнитные и флуктуационно-электромагнитные силы взаимодействия движущихся частиц и нанозондов с поверхностями. Нерелятивистское рассмотрение (Обзор)

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет,
360004 Нальчик, Россия
E-mail: gv_dedkov@mail.ru

(Поступил в Редакцию 9 августа 2001 г.)

Впервые излагается наиболее полная нерелятивистская теория динамических флуктуационно-электромагнитных взаимодействий между различными типами частиц (заряды, диполи, нейтральные атомы, наночастицы) и поверхностью (плоской и цилиндрической) поляризующейся среды — границей твердого тела. Теория основана на применении уравнений Максвелла и формализма флуктуационно-диссипативных соотношений. Для плоской поверхности учитываются также эффекты пространственной дисперсии. Критически анализируются работы других авторов. Кратко рассмотрены результаты недавних экспериментов, в которых могли наблюдаться диссипативные флуктуационные силы.

Содержание

Введение

1. Исторический аспект проблемы
2. Обсуждение теоретических результатов других авторов
3. Взаимодействие движущихся атомных и молекулярных частиц с плоскими поверхностями
 - 3.1. Физические процессы в системе движущаяся частица–поверхность в режиме малых скоростей и диэлектрический отклик поверхности
 - 3.2. Заряженные частицы
 - 3.3. Дипольные молекулы
 - 3.4. Нейтральные атомы
 - 3.5. Эффекты пространственной дисперсии
4. Взаимодействие движущихся атомных и молекулярных частиц с цилиндрическими поверхностями
 - 4.1. Заряженные частицы
 - 4.2. Дипольные молекулы
 - 4.3. Нейтральные атомы
 - 4.4. Взаимодействие нейтрального атома с тонкой „нитью“
5. Диссипативные силы и тепловые эффекты в системах нанозонд–поверхность и между плоскими поверхностями
 - 5.1. Приближение аддитивности
 - 5.2. Флуктуационно-диссипативные силы для различных механизмов поглощения контактирующих материалов
 - 5.3. Трение плоских поверхностей
 - 5.4. Тепловые эффекты
6. Обсуждение некоторых экспериментов
 - 6.1. Скользящее трение адсорбатов (эксперименты с кварцевым микробалансом)
 - 6.2. Диссипативные силы в модуляционном режиме сканирующих зондирующих микроскопов

- 6.3. Нормальное и латеральное взаимодействие нейтральных пучков частиц с плоской поверхностью
- Заключение

Введение

Под электромагнитными и флуктуационно-электромагнитными силами подразумеваются динамические силы взаимодействия электрических мультиполей (заряд, диполь, квадруполь и т.д.) и нейтральных систем (сферический атом или наночастица, в том числе острие сканирующего зондирующего микроскопа (СЗМ)) с поверхностями. В первом случае взаимодействие обусловлено диэлектрическим откликом поверхности на внешнее электрическое поле движущегося мультиполя постоянной величины, а во втором — спонтанными флуктуационными электрическими полями движущейся нейтральной частицы и поверхности, индуцирующими электрические поля и токи в обеих частях данной системы. Консервативные силы притяжения нейтральных частиц к поверхности обычно именуется ван-дер-ваальсовыми (ВДВ) силами. Для краткости мы в дальнейшем называем все указанные виды взаимодействий флуктуационно-электромагнитными взаимодействиями (ФЭВ).

Изучение ФЭВ имеет большое фундаментальное и практическое значение. В частности, процессы взаимодействия заряженных частиц и мультиполей с поверхностью являлись предметом интенсивных исследований в связи с проблемой разрушения первой стенки ядерного реактора (см. [1,2] и ссылки там). ФЭВ ответственны за эффекты адсорбции и десорбции, оптические свойства атомных частиц и пленок, образующихся на поверхностях, фрикционные свойства соприкасающихся поверхностей и т.д. В последнее время интерес к данной проблеме стимулировался интенсивным развитием

методов СЗМ, позволяющих проводить количественные измерения консервативных и диссипативных сил между наночастицами (нанозондами) и поверхностями твердых и жидких тел [3,4].

Целью данной работы является теоретический анализ соответствующих вопросов в рамках единого нерелятивистского подхода, развитого нами и основанного на уравнениях Максвелла и теории электромагнитных флуктуаций в поляризуемой среде. Этот подход обеспечивает полное квантово-статистическое описание системы. Обсуждение ряда релятивистских и классических аспектов теории ФЭВ можно найти в известных обзорных статьях и монографиях [5–10]. Следует, однако, отметить, что даже нерелятивистская часть затрагиваемой нами проблемы, касающаяся диссипативных ФЭВ, до сих пор является предметом интенсивных теоретических разработок [11–22], результаты которых зачастую противоречат друг другу. Что касается релятивистской теории и соотношения между ней и нерелятивистской теорией, то здесь ясности еще меньше (см., например, [10,23–25]).

Нерелятивистская постановка задачи подразумевает выполнение двух ограничений: 1) предполагается, что скорость частиц мала по сравнению со скоростью света; 2) допустимо пренебречь запаздыванием электромагнитных взаимодействий. В типичных задачах нанотрибологии и нанозондовой микроскопии первое условие выполняется с большим запасом. Более существенным является второе, ограничивающее диапазон характерных расстояний между частицами и поверхностью на уровне около 20 nm, однако именно этот диапазон и может эффективно зондироваться с помощью СЗМ, а также в процессах прохождения нейтральных частиц и молекулярных пучков вблизи поверхности. В любом случае, поскольку корректное релятивистское решение задачи должно обеспечивать предельный подход к нерелятивистскому случаю, полученные в настоящей работе результаты должны учитываться при соответствующем обобщении теории.

Статья имеет следующую структуру. В разделах 1, 2 мы рассматриваем исторические аспекты развития нерелятивистской теории ФЭВ и проводим критический анализ работ других авторов. Разделы 3, 4 посвящены общей теории консервативных и диссипативных ФЭВ соответственно для плоских и цилиндрических поверхностей. Последовательно рассматривается взаимодействие с поверхностью заряженных частиц, дипольных молекул и сферических нейтральных частиц (атомов). Для плоской поверхности учитываются также эффекты пространственной дисперсии. В разделе 5 обсуждаются трение и обмен теплом в системе нанозонд–поверхность и трение плоских поверхностей. Ввиду математической сложности нахождения спектра электромагнитных флуктуаций между телами произвольной формы в данном случае дополнительно вводится приближение аддитивности взаимодействий. При более точном расчете могут измениться численные значения силовых констант, но останутся неизменными зависимости сил от расстояния

и скорости. В приведенном варианте теории температуры частицы (нанозонда) и поверхности могут быть в общем случае различными. Если же частицей является атом, то ее температура считается равной нулю, а температура поверхности произвольна. В разделе 6 обсуждаются эксперименты, в которых могут проявляться ФЭВ. В настоящее время, однако, надежные измерения ФЭВ отсутствуют, поскольку диссипация энергии, вероятно, обусловлена несколькими конкурирующими механизмами. В заключении приводятся основные выводы.

Как правило, в работе используется гауссова система, но в разделах, касающихся учета пространственной дисперсии, некоторые формулы записаны в атомных единицах ($e = \hbar = m = 1$). В формулах, содержащих кратные интегралы по волновым векторам и частотам, подразумеваются пределы интегрирования $(-\infty, +\infty)$ по каждой переменной, кроме результирующих формул для сил и потенциалов взаимодействия, в которых пределы интегрирования приведены к интервалу $(0, \infty)$ (как, например, в (44), (45), (54) и т.д.). Функции, отмеченные одним и двумя штрихами, обозначают соответственно действительную и мнимую компоненты. В разделе 4 в формулах, содержащих суммы цилиндрических функций при $0 \leq n < \infty$ (например, (85), (86), (88)) слагаемое с нулевым индексом суммирования берется с весовым множителем 1/2.

1. Исторический аспект проблемы

Насколько нам известно, первые попытки применения модели броуновского движения к движущимся вблизи поверхности частицам были сделаны в работах [26–29]. В линейном приближении по скорости сила торможения, действующая на частицу, равна $F = -\eta V$, а коэффициент вязкого трения η определяется соотношением

$$\eta = \frac{1}{MV} \frac{dW}{dR}, \quad (1)$$

где M — масса частицы, а dW/dR — запаздывающая сила реакции среды, порождаемая поляризационными зарядами. В случае взаимодействия между локализованной и протяженной системами общее выражение для η имеет вид [26,30]

$$\eta = (k_B T)^{-1} \text{Re} \int_0^\infty dt \langle \hat{F}(t) \hat{F}(0) \rangle_R, \quad (2)$$

где $\langle \hat{F}(t) \hat{F}(0) \rangle_R$ — термическое среднее значение коррелятора операторов флуктуационной силы в стационарном приближении, соответствующее расстоянию R между системами. Формула (2) является разновидностью формулы Кубо [31].

Вычисление коэффициента η — часть более общей задачи расчета динамических взаимодействий движущихся частиц с поверхностями, которая в случае зарядов и мультиполей разрабатывалась многими авторами

с использованием классических и квантовых подходов [32–43]. Большую роль в развитии теории сыграла так называемая модель зеркального отражения [44,45] (см. далее в разделе 3), позволяющая рассматривать взаимодействие частиц с поверхностью физически наглядным образом.

Пока мы имеем дело с взаимодействием зарядов и мультиполей, речь идет о „хартриевской“ связи между системами. В случае нейтральных движущихся систем ФЭВ осуществляется более слабыми ВДВ-силами.

Проблема расчета диссипативных ФЭВ рассматривалась Теодоровичем [46,47], Маханги [48], Шайхом и Харрисом [49]. Уже эти первые работы продемонстрировали противоречивость получаемых результатов, положив начало длительной теоретической дискуссии, не завершенной вплоть до настоящего времени [11–25].

Так, Теодорович, рассматривая трение двух плоскопараллельных пластин с шириной щели z , получил (при $T = 0$ К) выражение для коэффициента трения вида

$$\eta \approx S \frac{3\hbar}{64\pi^2 z^4} \frac{\epsilon_{01} - 1}{\epsilon_{01} + 1} \frac{\epsilon_{02} - 1}{\epsilon_{02} + 1}, \quad (3)$$

где S — площадь пластин, ϵ_{01} и ϵ_{02} — статические диэлектрические проницаемости контактирующих материалов, \hbar — постоянная Планка. Шайх и Харрис [49] для двух металлических пластин получили $\eta \sim T^2/z^6$ в простейшей модели „желе“ и $\eta \sim T^2/z^4$ в модели „желе“ с учетом рассеяния электронов по модели Друде, т.е. нулевое трение при нулевой температуре (в обоих случаях). Коэффициент трения нейтральной частицы вблизи металлической поверхности оказался равным

$$\eta \sim \frac{\hbar}{z^2} \frac{\alpha(0)^2}{z^6} \left(\frac{e^2/z}{\hbar\omega_s} \right)^2, \quad (4)$$

где $\alpha(0)$ — статическая поляризуемость, ω_s — частота поверхностного плазмона. В противовес этому Маханги [48] в случае взаимодействия нейтральной частицы с поверхностью получил

$$\eta = \frac{\hbar\alpha(0)\Delta_s(0, 0)}{32z^5}, \quad (5)$$

где $\Delta_s(0, 0)$ — предел функции диэлектрического отклика поверхности (ФДОП) при $\omega \rightarrow 0$, $\mathbf{q} \rightarrow 0$ (определение ФДОП см. в п. 3.1). В работе [48] впервые рассматривался также вопрос о динамических поправках к дальнедействующему потенциалу взаимодействия атомных частиц. Причем, и это важно отметить, не вводились ограничения на величину (нерелятивистской) скорости, тогда как во многих более поздних работах авторы учитывали лишь линейное приближение по скорости. В случае потенциалов межатомного отталкивания проблема динамических поправок рассматривалась в наших работах [50].

Авторы [49] сочли формулу (3) ошибочной и в пользу этого привели следующий аргумент. Если принять во внимание, что основным процессом, вносящим вклад в коррелятор в формуле (2) (при $T = 0$), является процесс генерации электрон-дырочных пар, а в модели „желе“ „экранирующий заряд“ не зависит от времени и поэтому возмущение, накладываемое параллельным движением пластин, отсутствует, то затухание электрического тока из-за генерации электрон-дырочных пар должно нарушать закон сохранения импульса.

Мы вернемся к этому вопросу в следующем разделе, а здесь просто отметим, что подавляющее большинство авторов более поздних работ [11–15,41,51,52] в основных чертах разделяет главный вывод, сделанный в [49]: при $T = 0$ трение металлических пластин (в линейном порядке по скорости) отсутствует, а трение нейтрального атома (частицы) о поверхность определяется высшими порядками квантовой теории возмущений.

В работах Левитова [23], Полевого [24], Мкртчяна [25] и Дорофеева с соавторами [53] развивался релятивистский подход, но полученные ими формулы дают нулевую силу трения в пределе $c \rightarrow \infty$. Возможно, что в этих работах были получены лишь релятивистские поправки к данной силе, а основная (нерелятивистская) составляющая, не зависящая от отношения V/c , упущена. Этот вопрос требует специального рассмотрения, которое выходит за рамки настоящей работы.

Ситуация с расчетом диссипативных сил еще более обострилась после наших работ [16–18,54–46], в которых действующая на частицу тангенциальная сила определялась через интеграл диссипативных энергетических потерь флуктуационного электромагнитного поля, взятый по объему частицы и поделенный на ее скорость. Результаты этих работ предсказывают наличие линейного по скорости вклада в коэффициент трения движущейся частицы при $T = 0$: $\eta \sim V/z^5$ (ср. с (4)). Соответствующий подход несколько напоминает методику, применявшуюся в работах [24,53], авторы которых выражали мощность тангенциальной силы через скорость нагрева (охлаждения) контактирующих тел. С другой стороны, в [15,57] проводилось отождествление локального нагрева поверхности зондом сканирующего микроскопа и работы флуктуационного электромагнитного поля над электронами зонда. Однако, как показывает более детальный анализ [58], хотя диссипативные силы между телами при их относительном (бесконтактном) движении и обмен теплом внутренне связаны, соотношение между ними не является столь простым. Оказывается (см. далее п. 3.4), что в нерелятивистском случае общее соотношение между интегралом диссипативных потерь флуктуационного электромагнитного поля, тангенциальной (дипольной) силой и скоростью нагрева частицы имеет

вид

$$\frac{1}{V} \int \langle \mathbf{jE} \rangle d^3r \equiv \langle (\mathbf{d}\nabla)E_x \rangle + \frac{1}{V} \langle \mathbf{dE} \rangle, \quad (6)$$

где \mathbf{d} — результирующий вектор дипольного момента частицы, обусловленный спонтанными флуктуациями самой частицы и флуктуациями поля поверхности (индуцированный вклад), \mathbf{E} — вектор электрического поля, \mathbf{j} — плотность тока; угловые скобки означают полное квантово-статистическое усреднение. Причем, как обычно во флуктуационно-электромагнитной теории, все векторные величины рассматриваются как гейзенберговские операторы.

Как следует из (6), тождественное равенство мощности тангенциальной силы и интеграла диссипации (взятого по объему частицы) имеет место только при $\dot{\mathbf{d}} = 0$, т.е. для частиц, не обладающих флуктуационным дипольным моментом. К сожалению, на существование общей формулы (6) и ее релятивистского обобщения (см. Заключение) ранее не было обращено должного внимания, что и явилось причиной многочисленных противоречий [12–16, 21–25, 53–57].

2. Обсуждение теоретических результатов других авторов

Предметом нашего обсуждения в этом разделе являются работы [11–15, 46–49], посвященные нерелятивистской теории ФЭВ. Впрочем авторы [14, 15] принимали во внимание также эффекты запаздывания. В отношении ранних работ [46–48] принято считать, что соответствующие результаты ошибочны [11–15, 49], однако, за исключением уже упомянутого критического замечания Шайха и Харриса [49], мы не нашли в литературе развернутого обсуждения этих вопросов. По нашему мнению, модификация теории Лифшица [5] по отношению к движущимся пластинам, сделанная Теодоровичем [46, 47] с использованием концепции конвективной пространственной дисперсии [59], недостаточно корректна, поскольку диссипативная латеральная сила получается из выражения для консервативного взаимодействия. Трение появляется вследствие анизотропии пространственной дисперсии. Ту же особенность имеет и работа Махан-ти [48], в которой консервативное взаимодействие выражено через секулярный детерминант, а тангенциальная сила получена путем соответствующего дифференцирования энергии по латеральной координате.

Отправной точкой вычислений Шайха и Харриса [49] служит формула (2), но они замечают, что „... несмотря на то что (2) дает формально точный результат, строгое вычисление с ее помощью невозможно, и даже приближенный расчет в случае ВДВ-взаимодействия представляется затруднительным“. Это вынуждает авторов сделать ряд дополнительных приближений, самым серьезным из которых, по-видимому, является факторизация корреляционной функции от гейзенберговских

операторов электронной плотности взаимодействующих систем 1 и 2 (см. уравнение (24) в [49])

$$T_\tau \langle \hat{\rho}^1(t) \hat{\rho}^2(t) \hat{\rho}^1(0) \hat{\rho}^2(0) \rangle \sim T_\tau \langle \hat{\rho}^1(t) \hat{\rho}^1(0) \rangle T_\tau \langle \hat{\rho}^2(t) \hat{\rho}^2(0) \rangle, \quad (7)$$

где T_τ — хронологический оператор. Это кардинальное упрощение означает, что электронные плотности систем не коррелируют между собой. В то же время хорошо известно, что наличие подобной корреляции лежит в основе консервативного ВДВ-взаимодействия (!). Последующие расчеты для коэффициента трения нейтрального атома приводят к формуле (4), предсказывающей очень низкий результат. Фактически, (7) ограничивает взаимодействие учетом вклада второго порядка теории возмущений, о чем свидетельствует квадрат поляризуемости в (4). А в случае двух металлических пластин при параллельном движении сила трения появляется только при отличной от нуля температуре.

Относительно недавно более детальные расчеты коэффициентов трения для зарядов, дипольных молекул и нейтральных атомов при движении над плоской поверхностью (с локальной ФДОП) выполнили Томассони и Видом [13]. Для первых двух типов частиц применялись температурная теория возмущений второго порядка, кулоновские функции Грина и флуктуационно-диссипационная теорема для коррелятора флуктуационных полей поверхности. В итоге были получены хорошо известные нерелятивистские формулы для потенциалов взаимодействия зарядов и диполей с поверхностью. Латеральная сила затем вычислялась с использованием формулы (2). Однако, проводя аналогичный расчет для случая флуктуирующего атомного диполя, авторы не вычислили входящий в (2) коррелятор, а применили разновидность нестационарной теории возмущений (без достаточных обоснований), в которой квадрат матричного элемента гамильтониана взаимодействия был заменен квадратом матричного элемента оператора силы, действующей на диполь со стороны флуктуационного поля поверхности. Последующий расчет включает дополнительное приближение, аналогичное (7) (см. переход от (49) к (54) в [13]), а окончательный результат для силы трения нейтрального атома (в линейном приближении по скорости) предсказывает ее отсутствие при $T = 0$

$$F = \frac{3\hbar V}{2\pi z^5} \int_0^\infty \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \frac{d}{d\omega} \frac{1}{\exp(\omega\hbar/k_B T) - 1} d\omega, \quad (8)$$

где $\alpha''(\omega)$ и $\Delta''(\omega)$ — мнимые компоненты атомной поляризуемости и ФДОП $\Delta(\omega) = (\varepsilon_2(\omega) - 1)/(\varepsilon_2(\omega) + 1)$, $\varepsilon_2(\omega)$ — диэлектрическая функция среды, z — расстояние до поверхности, остальные величины имеют обычный смысл. В целом для данной работы весьма характерно отсутствие общей теоретической основы, позволяющей проводить расчеты ФЭВ для всех типов частиц унифицированным образом.

В своем частном ответе [60] на наши замечания по поводу вывода (8), авторами [13] Перссон указывает, что считает его корректным, и приводит другой вывод этой формулы, основанный на преобразовании (2) с помощью интегрального варианта флуктуационно-диссипационной теоремы. По ходу этого расчета, однако, опять возникает центральный пункт наших возражений — „расщепление“ коррелятора компонент операторов дипольного момента атома и электрического поля поверхности, аналогичное (7).

Не исчезающий при $T = 0$ вклад в коэффициент трения, полученный во втором порядке теории возмущений Перссоном и Волокитиным в работе [11], имеет вид

$$\eta = e^2 m \frac{[k_F^3 \alpha(0)]^2}{(k_F d)^{10}} \frac{\omega_F}{\omega_p} k_F I(d), \quad (9)$$

где d — расстояние атома от края „желе“ металла, e и m — заряд и масса электрона, k_F, ω_F, ω_p — вектор Ферми, частота Ферми и плазменная частота; функция $I(d)$ слабо зависит от d при $d > 0.4 \text{ nm}$, для параметров модели „желе“ $r_s = 2-4$ $I(d) = 7-13$ [41]. Формула (9), как мы видим, согласуется с результатом Шайха и Харриса (4).

В несколько иной трактовке проблема торможения движущегося над поверхностью атома (в случае ФЭВ) рассматривалась в работах Аннетт и Эшеника [51,52], использовавших формализм комплексного эффективного потенциала („собственной энергии“). Действительная часть этого потенциала соответствует консервативному ВДВ-притяжению атома к поверхности, а мнимая — вероятности неупругих возбуждений поверхности, вызванных взаимодействием. Как следует из расчетов авторов (см. формулу (11) в [52]), при скоростях $V < 2M\omega_{n0}$, где M — масса атома, ω_{n0} — частота перехода атома из основного состояния (0) в возбужденное (n), мнимая часть собственной энергии отсутствует и, следовательно, трение тоже отсутствует. Нужно, однако, учесть, что данная теория основана на приближении Борна-Опшенгеймера для многоэлектронной волновой функции системы атом-поверхность, в котором пренебрегается изменением волновых функций отдельных частей при взаимодействии, т. е. фактически корреляционные возмущения, накладываемые ФЭВ, игнорируются.

Работы Пендри [12], а также Волокитина и Перссона [14,15] посвящены близкой проблеме трения идеально гладких (отражающих электромагнитное излучение) поверхностей, разделенных плоской вакуумной щелью шириной d . В их расчетах контактное напряжение сдвига вычислялось на основе максвелловского тензора напряжений в вакууме.

Пендри [12] рассматривал случай $T = 0$, используя эвристическое выражение для электрического поля в зазоре, сконструированное из двух частей: 1) вклад флуктуационного электрического поля от неподвижной пластины; 2) вклад отраженной электромагнитной волны от движущейся со скоростью V пластины, учитывающий

доплеровский сдвиг частоты френелевского коэффициента отражения $R_{1pp}(\omega + k_x V)$. Соответствующая волна имеет поляризацию P -типа с электрическим вектором, лежащим в одной плоскости с вектором нормали к поверхности и волновым вектором. После подстановки амплитуды результирующего поля в тензор напряжений и проведения интегрирования по проекциям волновых векторов k_x, k_y (ось z направлена перпендикулярно поверхности) для величины контактного напряжения, приложенного к неподвижной пластине со стороны движущейся, было получено (см. формулу (18) в [12])

$$F_x/S = \frac{2\hbar}{4\pi^3} \int_0^\infty k_x dk_x \int_{-\infty}^\infty \exp(-2kd) dk_y \times \int_0^\infty (\Delta_1''(\omega + k_x V) - \Delta_1''(\omega - k_x V)) \Delta_2''(\omega) d\omega, \quad (10)$$

где $\Delta_{1,2}''(x)$ — мнимые компоненты ФДОП для неподвижной (1) и подвижной (2) пластин, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, S — площадь границы раздела. В нерелятивистском пределе ФДОП совпадает с коэффициентом Френеля для P -волн. При $V \rightarrow 0$ из (10), в частности, следует

$$F_x/S = \frac{3\hbar V}{16\pi^2 d^4} \int_0^\infty \Delta_2''(\omega) \frac{d}{d\omega} \Delta_1''(\omega) d\omega. \quad (11)$$

Очевидно, (11) отвечает ненулевой силе трения между пластинами из различных материалов. В случае одинаковых она равна нулю, но этот результат не следует переоценивать из-за приближенного характера модели. Автор [12], однако, не получил формулу (11), поскольку была сделана дополнительная симметризация (10). Действительно, формула (10) не учитывает вклада второй пластины. Но при его конструировании на основе этой формулы нужно учитывать принципиальную асимметрию (10) по отношению к входящим коэффициентам Френеля. Поэтому, если мы формально изменяем порядок следования пластин (как это было сделано в [12]), получаемая формула оказывается неидентичной (10). В результате последующих преобразований происходит взаимное уничтожение линейных по скорости вкладов в тангенциальную силу (см. уравнение (25) в [12])

$$F_x/S = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty k_x dk_x \int_{-\infty}^\infty \exp(-2kd) dk_y \times \int_0^{k_x V} \text{Im} \frac{\epsilon_1(\omega) - 1}{\epsilon_1(\omega) + 1} \text{Im} \frac{\epsilon_2(k_x V - \omega) - 1}{\epsilon_2(k_x V + \omega) + 1} d\omega. \quad (12)$$

Из (12) следует, что не исчезающий при $V \rightarrow 0$ вклад в трение имеет зависимость $F_x \sim V^3/d^6$, а в случае диэлектрических функций, не зависящих от частоты,

формула (12) совпадает по формуле с результатом Теодоровича (3).

Более громоздкие квантовые расчеты автора во второй части статьи [12] привели к тем же результатам для латеральной силы (ср. формулы (15) и (55)).

Перссон и Волокитин [14,15] обобщили расчет Пендри на случай $T \neq 0$, применив динамическую модификацию теории Лифшица для нахождения амплитуды электрического поля в зазоре между телами. Их начальные уравнения содержат эффекты запаздывания, но поскольку рассматриваемое относительное движение пластин медленное, делаются дополнительные упрощающие предположения (см., например, формулы (23), (24) в [15]). В этих работах консервативные и диссипативные силы трактуются совершенно идентичным образом, а тангенциальная (диссипативная) сила возникает вследствие относительного движения тел через доплеровские сдвиги амплитуд поля. Эта идея, однако, не является новой, поскольку (в несколько иной форме) уже применялась Теодоровичем. Вычисления авторов [15] подтвердили результат, полученный Пендри при $T = 0$, а при $T \neq 0$ конечная формула [15] близка к полученной Шайхом и Харрисом [49].

Завершая обсуждение, можно констатировать, что проблема диссипативных ФЭВ рассматривалась главным образом с двух разных точек зрения: как проблема трения движущихся частиц (зарядов, диполей, флуктуирующих диполей) и как проблема трения двух плоскопараллельных пластин. В последнем случае авторы пока не решили общей электродинамической задачи для движущихся тел. Основной стратегией была адаптация теории Лифшица для консервативных ФЭВ к расчету диссипативных (!). Что же касается первой части проблемы (в особенности случая флуктуирующего диполя), то прослеживается тенденция сведения сложного (диссипативного) процесса трения к стандартной квантово-механической проблеме, в которой элементарные возбуждения можно связать с модельным гамильтоном возмущения. Так, для скользящего трения предполагается, что основным элементарным диссипативным процессом является процесс затухания электрон-дырочных возбуждений [3,11,13,41,49]. В расчетах торможения заряженных частиц и диполей постоянной величины это не вызывает осложнений, поскольку одно из взаимодействующих полей является кулоновским, а возникающий коррелятор (см. (2)) можно расщепить в приближении (7) без ущерба для конечного результата. В итоге квантовая теория сводится к простому применению „золотого правила Ферми“, а результаты, получаемые с ее помощью, с помощью формулы (2) (в линейном приближении по скорости) и с использованием классической электродинамики, оказываются полностью тождественными. В случае же флуктуирующих диполей (и мультиполей) конструктивный вывод формулы для тангенциальной силы, свободный от дополнительных упрощающих предположений, фактически до сих пор отсутствовал. В частности, отсутствовало

общее выражение для тангенциальной силы с учетом нелинейной зависимости от скорости при произвольных температурах частицы и поверхности.

В целом запутанность проблемы диссипативных ФЭВ для нейтральных систем была вызвана, на наш взгляд, отсутствием ясного понимания связи между фундаментальными физическими величинами, относящимися к данной задаче, такими как мощность флуктуационно-электромагнитного поля, тангенциальная сила, скорость обмена теплом, роль спонтанных и индуцированных компонент электрических полей и токов и т.д. Отсюда разноплановость теоретических схем, применяемых разными авторами, и как следствие наличие принципиальных расхождений. Предлагаемая теория, как нам представляется, снимает все противоречия простым и естественным образом.

3. Взаимодействие движущихся атомных и молекулярных частиц с плоскими поверхностями

3.1. Физические процессы в системе движущаяся частица–поверхность в режиме малых скоростей и диэлектрический отклик поверхности. При движении (рассеянии) движущейся частицы вблизи поверхности возможны различные неупругие процессы. Используя квантовую трактовку, можно ожидать, что частица способна терять энергию на рождение фононов, поверхностных плазмонов и поляритонов, электрон-дырочных пар и любых других элементарных возбуждений поверхности. Если генерируются одиночные плазмоны, то они затухают, распадаясь на отдельные электрон-дырочные возбуждения.

Статический заряд, помещенный вблизи поляризующейся среды, взаимодействует с наведенным индуцированным потенциалом заряда-изображения. Внутри среды вокруг него образуется облако экранирующего заряда, имеющее сферически-симметричный вид. Когда же заряд движется со скоростью V , индуцируемый в плазме электрический потенциал приобретает цилиндрическую симметрию, поэтому на заряд действует тормозящая латеральная сила. Энергия поступательного движения расходуется на джоулевы потери индуцируемого в плазме электрического тока. В случае движущейся дипольной молекулы причина торможения та же. В итоге происходит омический нагрев среды — конечный результат трения. При движении частиц вблизи среды движение индуцируемых на ее поверхности зарядов также сопровождается омической диссипацией энергии.

В отсутствие пространственной дисперсии ФДОП энергетические потери медленно движущихся мультиполей можно связать с затуханием поверхностных плазмонов, поскольку генерация одиночных незатухающих плазмонов при малых скоростях частиц невозможна

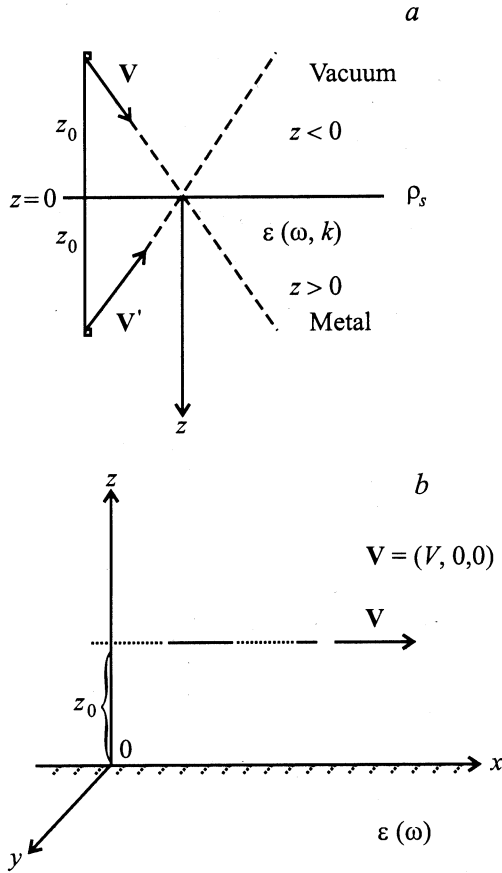


Рис. 1. *a)* Модель зеркального отражения. Частица пересекает поверхность среды в момент времени $t = 0$. *b)* Схема латерального взаимодействия нейтрального атома с плоской поверхностью.

(для частиц, энергия которых меньше пороговой энергии генерации плазмонов).

Для движущегося нейтрального атома в основном состоянии (наночастицы) процесс торможения представляется более сложным, поскольку энергия поступательного движения может расходоваться не только на возбуждение (нагрев) поверхности, но и на нагрев самой частицы. В случае атома такой „нагрев“ можно трактовать как некий аналог лэмбовского сдвига уровней. В целом, система движущаяся частица–поверхность в определенном смысле подобна системе двух связанных механических осцилляторов, в которой энергия может переходить от одного осциллятора к другому. И если движущийся мультиполь постоянной величины при взаимодействии с поверхностью может только тормозиться, то нейтральная частица (как показано далее) способна также получать энергию от поверхностных возбуждений, т.е. ускоряться.

В теоретическом описании ФЭВ стержневую роль играет ФДОП, для которой наиболее общее выражение, учитывающее пространственную дисперсию, можно ввести в рамках модели зеркального отражения (МЗО) [44,45]. Эта модель успешно применялась мно-

гими авторами для описания динамических эффектов взаимодействия заряженных частиц с металлическими поверхностями [1,34–36,61–63]. Согласно МЗО, граница среда–вакуум предполагается резкой, а индуцированный потенциал определяется внешним полем частицы, его зеркальным изображением и полем фиктивных поверхностных зарядов на границе раздела, которые необходимо ввести для обеспечения граничных условий непрерывности потенциала и нормальной компоненты вектора электрического смещения. Для заряженной частицы (рис. 1, *a*) фурье-компоненты скалярного электрического потенциала равны [1]

$$\phi(\mathbf{k}, \omega) = (8\pi^2 Ze/k^2) [\delta(\omega - \mathbf{kV}) + \delta(\omega - \mathbf{kV}') + \rho_s(\mathbf{q}, \omega)], \quad z < 0, \quad (13)$$

$$\phi(\mathbf{k}, \omega) = -8\pi^2 Ze\rho_s(\mathbf{q}, \omega)/k^2 \varepsilon(\mathbf{k}, \omega), \quad z > 0, \quad (14)$$

где \mathbf{V} — скорость частицы с параллельной и перпендикулярной поверхности компонентами \mathbf{V}_{\parallel} и \mathbf{V}_{\perp} , $\mathbf{V} = (\mathbf{V}_{\parallel}, \mathbf{V}_{\perp})$, $\mathbf{V}' = (\mathbf{V}_{\parallel}, -\mathbf{V}_{\perp})$, $\mathbf{k} = (\mathbf{q}, k_z)$. Знак минус в (14) учитывает непрерывность электрического смещения на границе среда–вакуум ($z = 0$). Условие непрерывности самого потенциала определяет плотность поверхностного заряда $\rho_s(\mathbf{q}, \omega)$:

$$\rho_s(\mathbf{q}, \omega) = -\frac{q}{\pi + qI_0} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_z}{q^2 + k_z^2} [\delta(\omega - \mathbf{kV}) + \delta(\omega - \mathbf{kV}')], \quad (15)$$

$$I_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_z}{k^2 \varepsilon(\mathbf{k}, \omega)}. \quad (16)$$

С учетом (13), (15), (16) для индуцированного потенциала получим

$$\phi^{\text{ind}}(\mathbf{r}, t) = \frac{Ze}{2\pi^2} \int d\mathbf{q} \int d\omega \frac{|\mathbf{V}_{\perp}| \exp(-q|z|)}{(\omega - \mathbf{V}_{\parallel} \cdot \mathbf{q})^2 + (V_{\perp} q)^2} \times \left(\frac{qI_0 - \pi}{qI_0 + \pi} \right) \exp(i(\mathbf{qV}_{\parallel} - \omega)t). \quad (17)$$

Фигурирующую в (17) ФДОП удобно определить как

$$\Delta_s(q, \omega) = \frac{\pi - qI_0}{\pi + qI_0}. \quad (18)$$

В локальном случае, используя (16), (18), нетрудно показать, что

$$\Delta_s(\omega, q) = \Delta(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1}. \quad (19)$$

Сила торможения, действующая на частицу при параллельном движении, получается из (17) в пределе

$V_{\perp} \rightarrow 0$ [1]

$$F = -(Ze/V) [\partial \phi^{\text{ind}}(\mathbf{r}, t) / \partial t]_{\mathbf{r}=\mathbf{v}t}$$

$$= \frac{2(Ze)^2}{\pi V_{\parallel}^2} \int_0^{\infty} dq_y \int_0^{\infty} d\omega \frac{\omega}{q} \exp(-2qz_0) \Delta_s''(\omega, q), \quad (20)$$

где z_0 — расстояние от частицы до поверхности, $q^2 = q_y^2 + \omega^2/V_{\parallel}^2$.

Для диэлектрической функции $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)$ существует ряд аналитических аппроксимаций, учитывающих различные свойства поляризуемой среды. Приведем некоторые из них, которые будут использоваться в дальнейшем.

1) Аппроксимация для случая проводящей среды и малых скоростей частиц, когда передаваемая плазме энергия значительно меньше энергии Ферми (здесь и в (22)–(27) использованы атомные единицы) [64],

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{V_F^2 k^2 [1 - i\pi\omega\theta(2k_F - k)/2kV_F]/3 - \omega(\omega + i\gamma)}, \quad (21)$$

где $\theta(x)$ — единичная функция Хевисайда.

Формула (21) обобщает гидродинамическое приближение Линдхарда [65] для случая скорости плазмонов, равной $V_F/\sqrt{3}$. Член, пропорциональный тэта-функции в знаменателе, описывает затухание из-за электрон-дырочных возбуждений, а член, пропорциональный γ , — затухание коллективных мод. При разложении по частотам формула (21) согласуется с известной диэлектрической функцией Линдхарда $\varepsilon^L(k, \omega)$. Наличие тэта-функции в (21) учитывает тот факт, что $\text{Im}(1/\varepsilon^L(k, \omega))$ исчезает при $k > 2k_F$, поскольку электрон-дырочные возбуждения низкой энергии для соответствующих волновых векторов отсутствуют. Подставляя (21) в (16) и проводя интегрирование, в пределе низких частот для ФДОП, можно получить [1]

$$\Delta_s(q, \omega) = \frac{1 - q(A + B + C)}{1 + q(A + B + C)}, \quad (22)$$

$$A = \frac{1}{(q^2 + q_{TF}^2)^{1/2}}, \quad (23)$$

$$B = \frac{-i\omega q_{TF}}{4V_F} \left[\frac{2q_{TF}^2 + q^2}{q_{TF}^2(q^2 + q_{TF}^2)^{3/2}} \times \ln \left(\frac{(q^2 + q_{TF}^2)^{1/2} + q_{TF}}{(q^2 + q_{TF}^2)^{1/2} - q_{TF}} \right) - \frac{2}{(q^2 + q_{TF}^2)q_{TF}} \right], \quad (24)$$

$$C = \frac{-i\omega\gamma q_{TF}^2}{s^2} \left[\frac{(q^2 + q_{TF}^2)^{1/2} - q}{q_{TF}^2 q (q^2 + q_{TF}^2)^{1/2}} - \frac{1}{2q_{TF}^2 (q^2 + q_{TF}^2)^{3/2}} \right], \quad (25)$$

где $s = V_F/\sqrt{3}$, $q_{TF} = \omega_p/s$.

Представляет интерес также длинноволновое разложение ФДОП, соответствующей (21), по волновым векторам без ограничений на частоту. В этом пределе („слабой дисперсии“) (18) имеет вид [66] ($\omega_s = \omega_p/\sqrt{2}$)

$$\Delta_s(\omega, q) = \frac{\omega_s^2}{\omega_s^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \times \left(1 - \frac{i}{3} \frac{\omega V_F}{\omega^2 - \omega_s^2 + i\omega\gamma} q \ln(4q_F/q) \right), \quad (26)$$

где q_F — волновой вектор Ферми. По определению

$$V_F = q_F = \pi q_{TF}^2/4,$$

$$q_{TF} = \sqrt{3}\omega_p/V_F, \quad \gamma = \omega_p^2/4\pi\sigma, \quad (27)$$

где σ — статическая проводимость.

2) ФДОП в приближении Друде

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)}, \quad (28)$$

где τ — время релаксации электронов проводимости. С учетом (18) и (28) для ФДОП получим

$$\Delta(\omega) = \frac{\omega_p^2(\omega_p^2 - 2\omega^2)}{(\omega_p^2 - 2\omega^2) + 4\omega^2/\tau^2} + i \frac{2\omega_p^2\omega/\tau}{(\omega_p^2 - 2\omega^2) + 4\omega^2/\tau^2}. \quad (29)$$

3) Слабонелокальное приближение [67,68]

$$\Delta(q, \omega) = \frac{1 - \varepsilon(\omega)}{1 + \varepsilon(\omega)} \left(1 + \frac{2\varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega) + 1} qd(\omega) + \dots \right), \quad (30)$$

где $\varepsilon(\omega)$ — функция Друде (28), а $d(\omega)$ — сдвиг центра индукции индуцированного экранирующего заряда металла. В случае низких частот при условии $q \ll \omega/V_F$ из (30) следует [41]

$$\Delta''(q, \omega) = 2I(q) \frac{\omega}{\omega_p} \frac{q}{q_F}, \quad (30a)$$

где $I(q)$ — слабо зависящая от q функция порядка единицы. Формула (30a) часто применялась в работах по скользящему трению [11,40,41,68,69].

4) Низкочастотное приближение для проводника

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi\sigma i}{\omega}, \quad (31)$$

$$\Delta''(\omega) = \frac{2\pi\sigma\omega}{\omega^2 + 4\pi^2\sigma^2}. \quad (31a)$$

5) Приближение Дебая для диэлектрика

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\varepsilon(0) - 1}{1 - i\omega\tau}, \quad (32)$$

$$\Delta''(\omega) = \frac{2(\varepsilon(0) - 1)\omega/\tau}{\omega^2 + \left(\frac{\varepsilon(0)+1}{2\tau}\right)^2}, \quad (32a)$$

где τ — время дипольной релаксации, $\varepsilon(0)$ — статическая диэлектрическая проницаемость.

б) Модель оптической линии поглощения с лоренцевским профилем

$$\varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_{i\infty} + \frac{(\varepsilon_{i0} - \varepsilon_{i\infty})\omega_{0i}^2}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2) - i\gamma_i\omega}, \quad (33)$$

где индекс i обозначает тип материала, ε_{i0} и $\varepsilon_{i\infty}$ — соответствующие статические и высокочастотные значения диэлектрической проницаемости, ω_{0i} и γ_i — частота и ширина линии.

Перейдем теперь к последовательному рассмотрению консервативных и неконсервативных сил ФЭВ, действующих на движущиеся частицы, причем сначала не будем учитывать пространственную дисперсию ФДОП. Соответствующие расчеты основываются на точном решении уравнения Пуассона для фурье-компонент индуцированного электрического потенциала от движущейся частицы и флуктуационно-диссипационной теореме; при этом легко воспроизводятся все известные из литературы результаты для ФЭВ в случае зарядов и дипольных частиц [16–18,21]. Для флуктуирующего диполя вывод общей формулы для тангенциальной силы приведен впервые.

3.2. Заряженные частицы. В случае параллельного движения заряда (Ze) общие формулы для нормальной и тангенциальной сил имеют вид [16–18]

$$F_z(z, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\phi \int_0^\infty qdq \times \exp(-2qz)\Delta'(qV \cos \phi), \quad (34)$$

$$F_x(z, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \phi d\phi \int_0^\infty qdq \times \exp(-2qz)\Delta''(qV \cos \phi). \quad (35)$$

Обозначая $\omega = qV \cos \phi$, формулы (34), (35) легко привести к виду, совпадающему с полученным в [70],

$$F_z(z, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi V^2} \int_0^\infty d\omega \omega K_1(2\omega z/V)\Delta'(\omega), \quad (36)$$

$$F_x(z, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi V^2} \int_0^\infty d\omega \omega K_0(2\omega z/V)\Delta''(\omega), \quad (37)$$

где $K_0(x)$ и $K_1(x)$ — модифицированные функции Бесселя.

В случае диэлектрической функции (21) без затухания ($\tau \rightarrow \infty$) формула (37) упрощается следующим образом [1,71]:

$$F_x(z, V) = -\frac{(Ze)^2 \omega_s^2}{V^2} K_0\left(\frac{2\omega_s z}{V}\right). \quad (38)$$

Для диэлектрической функции (29), применяя разложение по степеням скорости и оставляя первые не исчезающие при $V = 0$ члены разложения, формулы (34), (35) можно привести к виду

$$F_x(z, V) = -\frac{(Ze)^2}{16\pi\sigma z^3} V + \dots, \quad (39)$$

$$F_z(z, V) = -\frac{(Ze)^2}{4z^2} \left(1 - \frac{3}{16\pi^2} \frac{V^2}{\sigma^2 z^2} + \dots\right). \quad (40)$$

Формулы, аналогичные (39), были получены в работах [1,13,72]. Для того чтобы показать идентичность (39) и формулы (32) из работы [1], достаточно выполнить стандартные подстановки $\gamma = 1/\tau$, $4\pi\sigma/\tau = \omega_p^2$, $\omega_s = \omega_p/\sqrt{2}$. Все приведенные результаты можно также получить из (17) и первой части (20), используя локальную ФДОП.

В случае перпендикулярного поверхности движения частицы нормальная компонента силы взаимодействия включает консервативную и диссипативную составляющие одновременно (здесь предполагается, что $V > 0$)

$$F_z(z, V) = \frac{i(Ze)^2}{\pi V^2} \int_{-\infty}^\infty d\omega \omega \Delta(\omega) \times \exp(-i\omega z/V) \int_0^\infty \frac{dq q \exp(-qz)}{q^2 + \omega^2/V^2} = -(Ze)^2 \int_0^\infty dq q \Delta(-iqV) \exp(-2qz). \quad (41)$$

Разделение силы на консервативную и диссипативную составляющие легко увидеть, разлагая (41) по скоростям и используя ФДОП (32a),

$$F_z(z, V) = -\frac{(Ze)^2}{4z^2} \left(1 + \frac{V}{2\pi\sigma z} + \frac{3V^2}{8\pi^2\sigma^2 z^2} + \dots\right). \quad (42)$$

Как и в случае параллельного движения, из (42) следует, что диссипативные вклады в силу взаимодействия содержат нечетные компоненты скорости, а консервативные — четные (начиная с V^0). Первое слагаемое (42) описывает притяжение заряда к своему изображению.

3.3. Дипольные молекулы. Сила, действующая на диполь со стороны индуцированного поля поверхности, записывается в виде [17,18]

$$\mathbf{F} = (d\nabla)\mathbf{E}^{\text{ind}}. \quad (43)$$

В случае латерального движения диполя получим ($\mathbf{d} = (d_x, d_y, d_z)$)

$$F_z(z, V) = \frac{-2}{\pi} \iint dq_x dq_y \exp(-2qz) \times (q_x^2 d_x^2 + q_y^2 d_y^2 + q^2 d_z^2) \Delta'(q_x V), \quad (44)$$

$$F_x(z, V) = \frac{-2}{\pi} \iint dq_x dq_y q_x \exp(-2qz) \times (q_x^2 d_x^2 + q_y^2 d_y^2 + q^2 d_z^2) \Delta''(q_x V)/q. \quad (45)$$

В случае нормального движения

$$F_z(z, V) = -\frac{d_x^2 + d_y^2 + 2d_z^2}{2} \int_0^\infty dq q^3 \Delta(-iqV) \exp(-2qz), \quad z = Vt. \quad (46)$$

Производя в (44)–(46) разложение по степеням скорости V , получим: а) латеральное движение

$$F_z(z, V) = -\frac{3(d_x^2 + d_y^2 + 2d_z^2)}{16z^4} \left(\Delta'(0) + \frac{5V^2}{8z^2} \frac{d^2 \Delta'(\omega)}{d\omega^2} \Big|_{\omega=0} \frac{(3d_x^2 + d_y^2 + 4d_z^2)}{(d_x^2 + d_y^2 + 2d_z^2)} + \dots \right), \quad (47)$$

$$F_x(z, V) = -\frac{3(3d_x^2 + d_y^2 + 4d_z^2)V}{32z^5} \frac{d \Delta''(\omega)}{d\omega} \Big|_{\omega=0} + \dots; \quad (48)$$

б) нормальное движение

$$F_z(z, V) = -\frac{3(d_x^2 + d_y^2 + 2d_z^2)}{16z^4} \times \left(\Delta(0) + \frac{2V}{z} \frac{d \Delta''}{d\omega} \Big|_{\omega=0} + \dots \right), \quad z = Vt. \quad (49)$$

В частности, для ФДОП, соответствующей (32а), формулы (47)–(49) принимают вид

$$F_z(z, V) = -\frac{3(d_x^2 + d_y^2 + 2d_z^2)}{16z^4} \times \left(1 - \frac{5V^2}{16\pi^2 \sigma^2 z^2} \frac{3d_x^2 + d_y^2 + 2d_z^2}{d_x^2 + d_y^2 + 2d_z^2} + \dots \right), \quad (50)$$

$$F_x(z, V) = -\frac{3(3d_x^2 + d_y^2 + 4d_z^2)V}{64\pi \sigma z^5} + \dots, \quad (51)$$

$$F_z(z, V) = -\frac{3(d_x^2 + d_y^2 + 2d_z^2)}{16z^4} \left(1 + \frac{V}{\pi \sigma z} + \dots \right). \quad (52)$$

Численные коэффициенты и зависимости от расстояния в (50)–(52) в точности соответствуют результатам [13]. Кроме того, как легко заметить, силы трения в случае нормального движения зарядов в 2 раза больше, а в случае диполей — в 4 раза больше, чем при латеральном движении.

3.4. Нейтральные атомы. В случае флуктуирующих диполей (мультиполей) общий метод [16–18] не позволяет произвести разделение пространственных и временной переменных в уравнении Пуассона при перпендикулярном движении частицы, поэтому далее приводятся результаты только для латерального движения (наиболее важного для практических приложений). Атом характеризуется динамической поляризуемостью $\alpha(\omega)$, а расстояние z_0 до поверхности ограничивается условием $r_0 \ll z_0 \ll c/\omega_0$, где r_0 — характерный размер атомного диполя, ω_0 — характерная частота электромагнитного спектра (рис. 1, б). Данное условие оправдывает применение приближения точечного диполя и позволяет пренебречь эффектом запаздывания. Разумеется, все получаемые далее результаты в равной степени применимы и к случаю произвольной сферически-симметричной частицы. Потенциал взаимодействия с поверхностью записывается в виде [7,73]

$$U = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{dE} \rangle = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{d}^{\text{sp}} \mathbf{E}^{\text{ind}} \rangle - \frac{1}{2} \langle \mathbf{d}^{\text{ind}} \mathbf{E}^{\text{sp}} \rangle = U_1 + U_2, \quad (53)$$

где первое слагаемое (U_1) обусловлено спонтанными флуктуациями атомного диполя $\mathbf{d}^{\text{sp}}(t)$, а второе — флуктуациями электрического поля поверхности $\mathbf{E}^{\text{sp}}(t)$. Процедура соответствующих вычислений описана в наших работах [16–18, 21, 58, 66]. В ней используются флуктуационно-диссипативные соотношения [74]. В результате для потенциала притяжения имеем

$$U(z_0, V) = -\frac{\hbar}{\pi^2} \iiint d\omega dk_x dk_y k \exp(-2kz_0) \times \coth \frac{\omega \hbar}{2k_B T} \{ \alpha''(\omega) [\Delta'(\omega - k_x V) + \Delta'(\omega + k_x V)] + \Delta''(\omega) [\alpha'(\omega - k_x V) + \alpha'(\omega + k_x V)] \}. \quad (54)$$

Из (54) вытекает хорошо известная формула для статического потенциала ВДВ-притяжения частицы к поверхности (при $T = 0$ и $V = 0$) [7]

$$U(z_0) = -\frac{\hbar}{4\pi z_0^3} \int_0^\infty d\omega \alpha(i\omega) \Delta(i\omega). \quad (55)$$

Динамические поправки к потенциалу получаются при разложении (54) по степеням скорости (причем отличными от нуля будут только четные степени V). Так, квадратичная по V поправка в общем случае имеет вид

$$\Delta U^{(2)}(z_0, V) = -\frac{V^2}{z_0^5} \frac{3\hbar}{16\pi} \int_0^\infty d\omega \coth \frac{\omega \hbar}{2k_B T} \times \left(\alpha''(\omega) \frac{\partial^2 \Delta'(\omega)}{\partial \omega^2} + \Delta''(\omega) \frac{\partial^2 \alpha'(\omega)}{\partial \omega^2} \right). \quad (56)$$

Прежде чем перейти к вычислению латеральной силы, рассмотрим более подробно вывод основной формулы

(6). Следуя [58], для вектора поляризации, создаваемой нейтральной частицей при ее движении в вакууме со скоростью V на расстоянии z_0 от плоской границы, ограничивающей полубесконечную среду с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$, имеем (рис. 1, *b*)

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \delta(x - Vt)\delta(y)\delta(z - z_0)\mathbf{d}(t), \quad (57)$$

где $\mathbf{d}(t)$ — флуктуационный дипольный момент частицы. Плотность электрического тока, связанного с $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$, по определению равна $\mathbf{j} = \partial\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)/\partial t$. В отсутствие излучения из закона сохранения энергии системы частица-поверхность следует

$$-\frac{dW}{dt} = \int \langle \mathbf{jE} \rangle d^3r, \quad (58)$$

где левая часть представляет скорость энергетических потерь флуктуационного электромагнитного поля, а правая — усредненную работу поля \mathbf{E} над движущейся частицей, отнесенную к единице времени. С учетом (57) и (58) получим

$$\int \langle \mathbf{jE} \rangle d^3r = V \left\langle \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{dE}) \right\rangle + \langle \dot{\mathbf{dE}} \rangle. \quad (59)$$

Причем нужно специально оговорить, что сначала в (59) следует выполнить дифференцирование $\partial/\partial x$ и лишь затем подставить декартовы координаты частицы в момент времени t : $(Vt, 0, z_0)$. Далее после несложной трансформации первого слагаемого в правой части (59), учитывая, что в нерелятивистском случае $\text{rot } \mathbf{E} = 0$, приходим к тождеству (6), которое и является далее основным при вычислении диссипативной тангенциальной силы. В этом тождестве первое слагаемое в правой части представляет тангенциальную компоненту „дипольной“ силы, действующей на частицу, а второе связано со скоростью ее нагрева, причем интеграл диссипации (в левой части) берется по объему частицы. При движении нейтрального атома, который рассматривается как система связанных зарядов, скорость нагрева можно трактовать как разновидность лэмбовского сдвига уровней за счет флуктуационного электромагнитного поля. Как следует из тождества, равенство мощности тангенциальной силы и скорости диссипации энергии флуктуационного поля строго выполняется только для частицы с постоянным дипольным моментом. К сожалению, ранее это обстоятельство должным образом не учитывалось [16–18, 21, 53–56].

Вычисление латеральной силы F_x аналогично вычислению потенциала притяжения. Исходную формулу тоже удобно записать так, чтобы в нее явным образом входили спонтанные и индуцированные компоненты дипольного момента частицы и флуктуационного электрического поля поверхности (ср. с (53)):

$$F_x = \langle (\mathbf{d}\nabla)E_x \rangle = \langle (\mathbf{d}^{\text{sp}}\nabla)E_x^{\text{ind}} \rangle + \langle (\mathbf{d}^{\text{ind}}\nabla)E_x^{\text{sp}} \rangle.$$

Ход дальнейшего расчета аналогичен вычислению консервативного потенциала [18, 21]. При произвольных

температурах частицы (T_1) и поверхности (T_2) результирующая формула имеет вид [58]

$$\begin{aligned} F_x = \langle (\mathbf{d}\nabla)E_x \rangle = & -\frac{2\hbar}{\pi^2} \iiint d\omega dk_x dk_y k_x k_y \\ & \times \exp(-2kz_0) \left\{ \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_1}\right) \alpha''(\omega) \right. \\ & \times [\Delta''(\omega + k_x V) - \Delta''(\omega - k_x V)] + \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_2}\right) \\ & \left. \times \Delta''(\omega) [\alpha'(\omega + k_x V) - \alpha''(\omega - k_x V)] \right\}. \quad (60) \end{aligned}$$

При $T_1 = T_2 = T$ в линейном приближении по скорости (60) приводится к виду

$$\begin{aligned} F_x = \langle (\mathbf{d}\nabla)E_x \rangle \\ = \frac{3\hbar V}{4\pi z_0^5} \int_0^\infty d\omega \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \frac{d}{d\omega} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T}\right), \quad (60a) \end{aligned}$$

совпадающему с результатом [13]. Таким образом, формула Томассони и Видома (8) является правильной, но в отличие от этих авторов мы получили ее, не прибегая к дополнительным приближениям. Что касается формулы (60), то она получена впервые в [58] и дает наиболее общее выражение для дипольной силы при произвольных температурах частицы и поверхности (в нерелятивистском случае).

Принципиально новым важным следствием теории является возможность ускорения частицы полем поверхностных возбуждений при $T_1 \neq T_2$. Физически это обусловлено наличием у нейтральной частицы (атома) собственных частот. Для дипольных молекул и заряженных частиц имеет только торможение. Так, в линейном приближении по скорости после очевидного интегрирования (60) по волновым векторам и (по частям) по частоте во втором слагаемом в подынтегральном выражении получим

$$\begin{aligned} F_x = & -\frac{3\hbar V}{4\pi z_0^5} \int_0^\infty d\omega \left[\frac{1}{\left[\exp\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_1}\right) - 1\right]} \right. \\ & \left. - \frac{1}{\left[\exp\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_2}\right) - 1\right]} \right] \alpha''(\omega) \frac{d}{d\omega} \Delta''(\omega) - \frac{3\hbar V}{4\pi z_0^5} \\ & \times \frac{\hbar}{k_B T_2} \int_0^\infty d\omega \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \frac{\exp\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_2}\right)}{\left[\exp\left(\frac{\omega\hbar}{k_B T_2}\right) - 1\right]^2}. \quad (61) \end{aligned}$$

Из (61) следует, что знак латеральной силы зависит от соотношения между температурами частицы и поверхности, а также от знака производной ФДОП. Ускорение возможно и для нейтрального атома ($T_1 = 0$) вблизи

нагретой поверхности ($T_2 = T$). К обсуждению этих вопросов мы вернемся далее.

3.5. Эффекты пространственной дисперсии. Наличие пространственной дисперсии, как следует из формул (35), (45), (54), необходимо учитывать при условии $qz \approx 1$ (где q — волновой вектор поверхностного возбуждения), т.е. в области расстояний от поверхности $z \leq l_0 = 1/q$. Для заряженных частиц эффекты дисперсии уже учтены в формулах (17), (20), а при использовании (34), (35) в них достаточно заменить локальную ФДОП на нелокальную в соответствии с формулой (18). Аналогичным путем модифицируются все формулы для консервативных ФЭВ.

Переход к диполям и флуктуирующим диполям требует дополнительного обоснования, которое было сделано нами с использованием МЗО в работах [20,66]. Уравнения МЗО, аналогичные (13), (14), имеют вид

$$\begin{aligned} -k^2 \phi_{\omega \mathbf{k}} &= 8\pi^2 [i\delta(\omega - \mathbf{qV})\mathbf{k}\mathbf{d} \\ &+ i\delta(\omega - \mathbf{qV}')\mathbf{k}\mathbf{d} + \rho_s(\mathbf{q}, \omega)], \quad z < 0, \\ \phi_{\omega \mathbf{k}} &= \frac{8\pi^2 \rho_s(\mathbf{q}, \omega)}{\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)k^2}, \quad z > 0, \end{aligned} \quad (62)$$

где

$$\rho_s(\mathbf{q}, \omega) = -2i \frac{\delta(\omega - \mathbf{qV})}{(\pi/k + I_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \frac{\mathbf{k}\mathbf{d}}{k_z^2 + q^2}, \quad (63)$$

I_0 определяется из (16), а $\mathbf{V} = \mathbf{V}'$ (в случае параллельного движения). Недостатком МЗО является расходимость интеграла в (63) и в соответствующей формуле для z -компоненты электрического поля при наличии проекции дипольного момента $d_z \neq 0$. Для других проекций проблем нет, поэтому, полагая $d_z = 0$, из (62) можно сразу же получить формулу для индуцированного потенциала, вычитая фурье-компоненту незранированного потенциала $4\pi\rho_s(\mathbf{q}, \omega)/k^2$. В результате

$$\phi_{\omega \mathbf{q}}^{\text{ind}}(z_0) = \frac{4\pi^2 i}{q} \Delta_s(q, \omega) \mathbf{d}\mathbf{q} \exp(-2qz_0) \delta(\omega - \mathbf{qV}). \quad (64)$$

Сравнивая эту формулу с аналогичной в локальном случае [18,21], можно заметить, что учет пространственной дисперсии (как и для зарядов) сводится к формальной замене локальной ФДОП на нелокальную. Поскольку при замене $\mathbf{d}\mathbf{q} \rightarrow \mathbf{d}\mathbf{q} - id_z k_z$ формула (64) обеспечивает правильное решение в случае локальной ФДОП, с данной модификацией ее можно распространить и на общий случай с произвольными ориентациями дипольного момента частицы. Корректность такой замены следует из совпадения получаемых формул (в случае $d_z \neq 0$) с точным расчетом [1]. Авторы цитируемой работы решили соответствующую задачу для дипольной частицы, воспользовавшись имеющимися результатами для движущегося заряда и представляя диполь двумя

зарядами, находящимися на расстояниях z и $(z + d_z)$ от поверхности.

Дальнейшие вычисления консервативных и неконсервативных сил в случае всех типов частиц полностью аналогичны тем, что были сделаны в локальном случае, поэтому общие формулы для ФЭВ, полученные в предыдущих разделах, модифицируются путем замены локальной ФДОП на нелокальную.

Рассмотрим, например, вклад пространственной дисперсии в латеральную силу для движущегося диполя постоянной величины при учете взаимодействия с поверхностными плазмонами. Для простоты ограничимся асимптотикой $z_0 \gg q_{TF}^{-1}$. Переходя к длинноволновому пределу в формулах (22)–(25), запишем

$$\begin{aligned} \text{Im } \Delta_s(q, \omega = q_x V) \\ \approx \frac{2q_x \gamma V}{\omega_p^2} + \frac{2qq_x V}{V_F q_{TF}^2} \left(\ln 2 - \frac{1}{2} - \ln q/q_{TF} \right). \end{aligned} \quad (65)$$

Подставляя (65) в (35) и учитывая соотношения $V_F = \pi q_{TF}^2/4$, $\gamma = \omega_p^2/4\pi\sigma$, получим

$$\begin{aligned} F \approx -\frac{15}{8\pi} \frac{(3d_x^2 + d_y^2 + 4d_z^2)q_{TF}^2 V}{(q_{TF} z_0)^6} \ln(0.44q_{TF} z_0) \\ - \frac{3}{64\pi\sigma} \frac{(3d_x^2 + d_y^2 + 4d_z^2)V}{z_0^5}. \end{aligned} \quad (66)$$

Как видно из (66), учет дисперсии плазмонов приводит к появлению дополнительного вклада в латеральную силу (первое слагаемое) вдобавок ко второму члену, отвечающему локальной ФДОП (ср. с (51)).

Бликий к этому результат получается и при использовании ФДОП (26). В самом деле, при $z_0 \gg q_{TF}^{-1}$ и $V/z_0 \ll \omega_s$ имеем $\omega \ll \omega_s$, поэтому, выделяя в (26) слагаемое, отвечающее за дисперсию, получим

$$\text{Im } \Delta_s^{(2)}(\omega, q) \approx \frac{V_F q \ln(4q_F/q)}{3} \omega \omega_s^2. \quad (67)$$

Далее, подставляя (67) в (35) и используя табличный интеграл [75]

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} x^n \exp(-mx) \ln x dx \\ = \frac{n!}{m^{n+1}} \left(\sum_{k=1}^n (1/k) - 0.577 - \ln m \right), \end{aligned}$$

находим

$$F^{(2)} \approx -\frac{15}{8\pi} \frac{(3d_x^2 + d_y^2 + 4d_z^2)}{q_{TF}^4 z_0^6} \ln(1.45q_F z_0). \quad (68)$$

Сравнивая (68) с первым членом (66), заключаем, что они совпадают, за исключением численного множителя под знаком логарифма (по определению $V_F = q_F = \pi q_{TF}^2/4$).

Аналогично для заряженной частицы поправки к латеральной силе за счет дисперсии плазмонов (соответствующие ФДОП (65) и (67)) имеют вид

$$F^{(2)} \approx -\frac{3}{2\pi} \frac{(Ze)^2 V}{(q_{TF} z_0)^4} \ln(0.692 q_{TF} z_0), \quad (69)$$

$$F^{(2)} \approx -\frac{3}{2\pi} \frac{(Ze)^2 V}{(q_{TF} z_0)^4} \ln(2.27 q_{TF} z_0). \quad (70)$$

Формулы (66) и (69) в точности совпадают с приведенными в [1].

В случае нейтральной частицы с флукуирующим дипольным моментом, используя МЗО, для фурье-компоненты индуцированного потенциала вместо (64) получим

$$\phi_{\omega\mathbf{q}}^{\text{ind}}(z_0) = \frac{2\pi i}{q} \Delta_s(q, \omega) \mathbf{d}^{\text{sp}}(\omega - \mathbf{qV}) \mathbf{q} \exp(-2qz_0), \quad (71)$$

где $\mathbf{d}^{\text{sp}}(\omega - \mathbf{qV})$ — фурье-компонента спонтанного дипольного момента. Как и в случае постоянного диполя, для получения корректных результатов с учетом наличия нормальной проекции вектора дипольного момента в (69) нужно сделать замену

$$\mathbf{d}^{\text{sp}}(\omega - \mathbf{qV}) \mathbf{q} \rightarrow \mathbf{d}^{\text{sp}}(\omega - \mathbf{qV}) \mathbf{q} - i d_s^{\text{sp}}(\omega - \mathbf{qV}) k_z. \quad (72)$$

После этой модификации и замены ФДОП на нелокальную все общие формулы раздела 3 останутся в силе.

В случае взаимодействия нейтрального атома с поверхностными плазмонами в металлах вклад высоких (плазменных) частот подавлен из-за наличия в формулах (60), (60а) экспоненциальных факторов. Ограничиваясь низкочастотным пределом, для комплексной части атомной поляризуемости запишем

$$\alpha''(\omega) = \omega \frac{e^2}{m} \sum_n \frac{f_{0n} \gamma_{0n}}{\omega_{0n}^3}, \quad (73)$$

где f_{0n} , ω_{0n} , γ_{0n} — сила осциллятора, частота и ширина линии для перехода $0 \rightarrow n$. В свою очередь ФДОП определяется формулами (22)–(25), из которых при $\omega \rightarrow 0$ следует

$$\Delta_s''(q, \omega) \approx \omega \frac{i}{\omega} \frac{2q(B+C)}{(1+qA)^2} \equiv \omega D(q). \quad (74)$$

В асимптотическом пределе $z_0 \gg 1/2k_{TF}$ выражение для $D(q)$ приводится к виду

$$D(q) \approx \frac{2}{\sqrt{3}\omega_p} \frac{q}{q_{TF}} \left(\ln(2q_{TF}/q) - \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2\pi\sigma}, \quad (75)$$

где $\sigma = \omega_p^2/(4\pi\gamma)$ — статическая проводимость. В линейном приближении по скорости после подстановки (73) в (60) получим (использованы атомные единицы и условие $2\pi\sigma > k_B T$)

$$F = -\frac{3}{2\pi} k_1 k_2 V (k_B T_2)^2 \times \left[\frac{5}{\sqrt{3}\omega_p} \frac{q_{TF}^5}{(q_{TF} z_0)^6} \ln(0.441 q_{TF} z_0) + \frac{1}{2\pi\sigma z_0^5} \right], \quad (76)$$

где

$$k_1 = -\int_0^\infty \frac{x dx}{\exp(x) - 1} + \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{\exp(x) - 1} + \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{(\exp(x) - 1)^2} = 1.645, \quad (77)$$

$$k_2 = \sum_n f_{0n} \gamma_{0n} / \omega_{0n}^3. \quad (78)$$

При использовании ФДОП (26) результирующая формула совпадает с (76) после замены аргумента логарифма на $1.645 q_{TF} z_0$. Отметим также, что формула (76) применима только при $V \ll 2\pi\sigma z_0$, а при более высоких скоростях учет нелинейных членов в разложении по скорости является принципиально необходимым.

Аналогичным образом можно рассмотреть, например, дисперсионные эффекты при взаимодействии частиц с поверхностными поляритонами и экситонами. В этом случае (а также при повышении температуры) можно ожидать более сильного взаимодействия частиц с поверхностью из-за влияния резонансной структуры ФДОП.

4. Взаимодействие движущихся атомных и молекулярных частиц с цилиндрическими поверхностями

Изучение ФЭВ между частицами и искривленными поверхностями представляет интерес не только в связи с проблемами торможения и трения, но и в связи с возможностями управления и транспортировки атомных пучков в микроканалах и нанотрубках [76,77], а также при исследованиях адсорбционной способности фуллеренового и пористого вещества.

В математическом отношении эта проблема сложнее, чем в случае плоской поверхности, поэтому и число соответствующих публикаций значительно меньше (см., например, обзоры [73,78] по ВДВ-силам). Физическая адсорбция на искривленных поверхностях рассматривалась Шмейтцем и Лукасом [79,80], а в недавней работе [57] Дорофеев с соавторами провели расчеты ВДВ-сил и тепловых потоков между телами с различной кривизной, используя метод конформных преобразований в двумерной постановке задачи.

Для цилиндрических поверхностей (при $T = 0$) расчет диссипативных сил ФЭВ впервые проводился в наших работах [55,56]. Далее приводятся более общие результаты [22,66,81], полученные в нерелятивистском приближении как для консервативных, так и для диссипативных сил ФЭВ при произвольной температуре, но без учета пространственной дисперсии.

Схема расчетов и ограничения такие же, как и для плоских поверхностей. На рис. 2, а показана геометрия

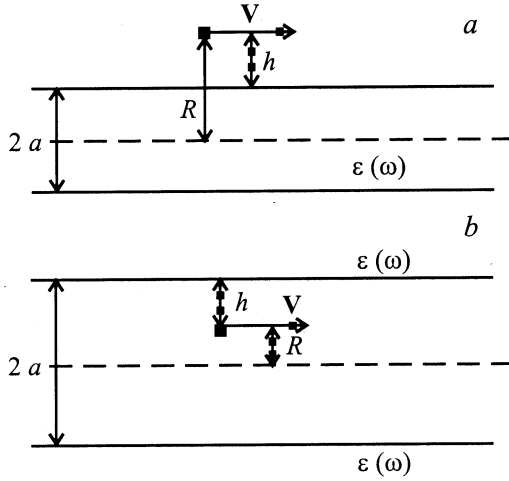


Рис. 2. Схема движения частицы параллельно образующей выпуклой цилиндрической поверхности (а) и в цилиндрическом канале (b).

взаимодействия для выпуклой цилиндрической поверхности, ограничивающей среду, а на рис. 2, b — для частицы в цилиндрическом канале. Условие применимости дипольного приближения и пренебрежения эффектом запаздывания записывается в виде $r_0 \ll h \ll c/\omega_0$, где $h = |R - a|$, R и a обозначают радиальное расстояние от частицы до оси симметрии цилиндра и его радиус, r_0 — характерный размер атома, ω_0 — характерная частота спектра. Как и для плоской поверхности, в основе расчетов лежат точные решения уравнения Пуассона для системы частица-поверхность и флуктуационно-диссипационные соотношения (подробнее см. [22,66,81]).

4.1. Заряженные частицы. В случае движения частицы параллельно оси симметрии выпуклой цилиндрической поверхности компоненты консервативной и диссипативной сил равны

$$F_r(R, V) = \frac{4(Ze)^2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dk k K_n(kR) K_n'(kR) \Delta_n'(kV), \quad (79)$$

$$F_z(R, V) = -\frac{4(Ze)^2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dk k K_n^2(kR) \Delta_n''(kV), \quad (80)$$

$$\Delta_n(\omega) = \frac{(\varepsilon(\omega) - 1) I_n(ka) I_n'(ka)}{\varepsilon(\omega) I_n'(ka) K_n(ka) - I_n(ka) K_n'(ka)}, \quad (81)$$

где $K_n(x)$, $I_n(x)$ — цилиндрические функции порядка n (штрихом отмечены их производные), аргумент ka в записи функции $\Delta_n(\omega)$, являющейся аналогом ФДОП для плоской поверхности, для простоты опущен, Δ_n' и Δ_n'' — вещественная и мнимая компоненты $\Delta_n(\omega)$. Учитывая (79), консервативный потенциал притяжения заряда к поверхности можно записать в виде

$$U(R, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dk K_n^2(kR) \Delta_n'(kV). \quad (82)$$

Для заряда, движущегося внутри цилиндрического канала параллельно оси, формулы (79)–(82) модифицируются заменой $K_n(x) \leftrightarrow I_n(x)$.

4.2. Дипольные молекулы. Для дипольной молекулы, движущейся параллельно оси симметрии выпуклой цилиндрической поверхности, компоненты тангенциальной и радиальной силы взаимодействия с поверхностью определяются соотношениями

$$F_z = \langle \nabla_z(\mathbf{dE}) \rangle, \quad F_R = \langle \nabla_R(\mathbf{dE}) \rangle, \quad (83)$$

причем радиальная компонента силы связана с консервативным потенциалом притяжения

$$F_R = -\frac{\partial U}{\partial R}, \quad U = -1/2 \langle \mathbf{dE} \rangle. \quad (84)$$

Эти же формулы используются далее при расчете сил для флуктуирующих диполей. Результирующие формулы для U и F_z имеют вид

$$U(R, V) = -\frac{2}{\pi R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dk k K_n^2(kR) \times [n^2 d_\phi^2 + (kR)^2 d_z^2 + (kR)^2 \Phi_n^2(kR) d_r^2] \Delta_n'(kV), \quad (85)$$

$$F_z(R, V) = -\frac{4}{\pi R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} [n^2 d_\phi^2 + (kR)^2 d_z^2 + (kR)^2 \Phi_n^2(kR) d_r^2] \Delta_n''(kV) dk K_n^2(kR), \quad (86)$$

где d_ϕ , d_r , d_z — компоненты дипольного момента в цилиндрической системе координат (рис. 2, a), а функция $\Phi_n(x)$ является логарифмической производной функции Макдональда

$$\Phi_n(z) \equiv \frac{d}{dz} \ln K_n(z). \quad (87)$$

В случае движения внутри цилиндрического канала параллельно оси, как и для заряженной частицы, в формулах (85)–(87) надо произвести замену $K_n(x) \leftrightarrow I_n(x)$.

4.3. Нейтральные атомы. В наиболее общем случае, учитывающем различие температур частицы (T_1) и поверхности (T_2), результирующие формулы имеют вид

$$U(R, V) = -\frac{\hbar}{\pi^2 R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \iint d\omega dk K_n^2(kR) \times [n^2 + (kR)^2 + (kR)^2 \Phi_n^2(kR)] \times \{ \coth(\omega \hbar / 2k_B T_1) \alpha''(\omega) [\Delta_n'(\omega + kV) + \Delta_n'(\omega - kV)] + \coth(\omega \hbar / 2k_B T_2) \Delta_n''(\omega) [\alpha'(\omega + kV) + \alpha'(\omega - kV)] \}, \quad (88)$$

$$\begin{aligned}
 F_z(R, V) = & -\frac{\hbar}{\pi^2 R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \iint d\omega dk K_n^2(kR) \\
 & \times [n^2 + (kR)^2 + (kR)^2 \Phi_n^2(kR)] \\
 & \times \{ \coth(\omega \hbar / 2k_B T_1) \alpha''(\omega) [\Delta_n''(\omega + kV) - \Delta_n''(\omega - kV)] \\
 & + \coth(\omega \hbar / 2k_B T_2) \Delta_n''(\omega) [\alpha''(\omega + kV) - \alpha''(\omega - kV)] \}. \quad (89)
 \end{aligned}$$

Формула (88) обобщает известное выражение для статического потенциала ВДВ-притяжения атома к цилиндрической поверхности при $T = 0$. В самом деле, полагая в ней $T = 0$, $V = 0$, контур интегрирования по частотам можно повернуть так, чтобы он совпал с мнимой полуосью. Тогда с учетом соотношения

$$\operatorname{Im} \int_0^{\infty} d\omega \alpha(\omega) \Delta_n(\omega) = \int_0^{\infty} d\omega \alpha(i\omega) \Delta_n(i\omega) \quad (90)$$

результат можно записать в виде, совпадающем с приведенным в работах [79,80,82],

$$\begin{aligned}
 U(R) = & -\frac{\hbar}{\pi^2 R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dk K_n^2(kR) \\
 & \times [n^2 + (kR)^2 + (kR)^2 \Phi_n^2(kR)] \\
 & \times \frac{\alpha(i\omega) (\varepsilon(i\omega) - 1) I_n'(ka) I_n(ka)}{\varepsilon(i\omega) K_n(ka) I_n'(ka) - K_n'(ka) I_n(ka)}. \quad (91)
 \end{aligned}$$

Динамические поправки к потенциалу, как и в случае плоской поверхности, будут содержать только четные степени скорости.

Формула для тангенциальной силы в линейном приближении по скорости получается разложением в ряд Тейлора входящих в (89) функций. В результате получим

$$\begin{aligned}
 F_z(R, V) = & -\frac{2\hbar V}{\pi^2 R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dk k^2 K_n^2(kR) C_n(k) \\
 & \times [n^2 + (kR)^2 + (kR)^2 \Phi_n^2(kR)], \quad (92) \\
 C_n(k) = & \int_0^{\infty} d\omega \left\{ \left[\coth\left(\frac{\omega \hbar}{2k_B T_1}\right) - \coth\left(\frac{\omega \hbar}{2k_B T_2}\right) \right] \right. \\
 & \times \left[\alpha''(\omega) \frac{d\Delta_n''(\omega)}{d\omega} - \Delta_n''(\omega) \frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega} \right] \\
 & + \alpha''(\omega) \Delta_n''(\omega) \left(-\frac{d}{d\omega} \right) \\
 & \left. \times \left[\coth\left(\frac{\omega \hbar}{2k_B T_1}\right) + \coth\left(\frac{\omega \hbar}{2k_B T_2}\right) \right] \right\}. \quad (93)
 \end{aligned}$$

Тем самым тангенциальная сила представляется в виде суммы двух слагаемых, одно из которых знакопеременно

и отвечает первому члену в фигурных скобках подынтегрального выражения (93), а второе — знакопостоянно. При $T_1 = T_2$ остается лишь знакопостоянная часть, причем $F_z < 0$. Такая картина имела место и в случае плоской поверхности (см. (61)).

Переход к случаю вогнутой цилиндрической поверхности для случая движения частицы в цилиндрическом канале тривиален и также осуществляется модификацией формул (86)–(96), а именно заменой $K_n(x) \leftrightarrow I_n(x)$.

4.4. Взаимодействие нейтрального атома с тонкой „нитью“. Из общей формулы (89) следует, что при $V \rightarrow 0$ основной вклад в интеграл по k вносит область $k \leq 1/R$, поэтому при $a \ll R$ имеем $ka \ll 1$ и можно провести разложение $\Delta_n(\omega)$ по степеням ka . В этом случае с учетом асимптотики цилиндрических функций при малых значениях аргумента в сумме по n достаточно оставить два члена, пропорциональных соответственно

$$\Delta_0(\omega) = \frac{(ka)^2}{2} \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{1 - \varepsilon(\omega) \frac{(ka)^2}{2} \ln(\gamma ka/2)}, \quad (94)$$

$$\Delta_1(\omega) = \frac{(ka)^2}{2} \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} = \frac{(ka)^2}{2} \Delta(\omega). \quad (95)$$

Для диэлектрической нити в знаменателе (94) можно также опустить член, пропорциональный $\varepsilon(\omega)$. В результате получим

$$\begin{aligned}
 F = & -\frac{\hbar a^2 V}{R^7} \int_0^{\infty} d\omega \left\{ 0.33 \left[\alpha''(\omega) \varepsilon''(\omega) \left(-\frac{d}{d\omega} \right) \right. \right. \\
 & \times [\coth(\hbar\omega/2k_B T_1) + \coth(\hbar\omega/2k_B T_2)] \\
 & + [\coth(\hbar\omega/2k_B T_1) - \coth(\hbar\omega/2k_B T_2)] \\
 & \times \left(\alpha'' \frac{d\varepsilon''}{d\omega} - \varepsilon'' \frac{d\alpha''}{d\omega} \right) \left. \right] \\
 & + 1.1 \left[\alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \left(-\frac{d}{d\omega} \right) \right. \\
 & \times [\coth(\hbar\omega/2k_B T_1) + \coth(\hbar\omega/2k_B T_2)] \\
 & + [\coth(\hbar\omega/2k_B T_1) - \coth(\hbar\omega/2k_B T_2)] \\
 & \left. \times \left(\alpha''(\omega) \frac{d\Delta''(\omega)}{d\omega} - \Delta''(\omega) \frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega} \right) \right] \left. \right\}. \quad (96)
 \end{aligned}$$

При $T_1 = T_2 = T$ (96) приводится к более простому виду

$$\begin{aligned}
 F = & -\frac{2\hbar a^2 V}{R^7} \int_0^{\infty} d\omega \alpha''(\omega) (0.33 \varepsilon''(\omega) + 1.1 \Delta''(\omega)) \\
 & \times \left(-\frac{d}{d\omega} \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \right). \quad (97)
 \end{aligned}$$

Для проводящей нити знаменатель (94) должен учитываться целиком, поскольку при $\omega \rightarrow 0$ имеем

$\varepsilon(\omega) \approx 4\pi\sigma i/\omega$. В этом случае получим $F \propto \frac{a^2\sigma V}{R^7}$. Параметр a может рассматриваться как характерный размер электронной оболочки атомов нити.

5. Диссипативные силы и тепловые эффекты в системах нанозонд–поверхность и между плоскими поверхностями

5.1. Приближение аддитивности. При вычислении ФЭВ между телами произвольной формы необходимо знать равновесный спектр электромагнитных флуктуаций в зазоре между ними. Возникающие геометрические ограничения влияют на этот спектр и отражают принципиальную особенность флуктуационных сил: их нельзя выразить через сумму парных межчастичных потенциалов. К счастью, приближение аддитивности в случае ВДВ-сил является достаточно корректным: при более точном расчете изменяются лишь константы взаимодействия, а не зависимости сил от расстояния [83,84]. Для геометрии выпуклого зонда и плоской поверхности, например, погрешность составляет 5–20% [83], поэтому данное приближение можно использовать в качестве приемлемой рабочей гипотезы. В экспериментах с применением СЗМ типичным является контакт параболического зонда с плоской поверхностью, поэтому далее будем рассматривать этот случай, а также контакт сферической частицы (кластера) с плоской поверхностью, причем ограничимся линейным приближением по скорости. Кроме того, рассмотрим трение плоских поверхностей.

Для твердых тел с кубической симметрией решетки поляризуемость связана с диэлектрической проницаемостью материала формулой Клаузиуса–Моссотти, поэтому

$$\alpha''(\omega) = \frac{3}{4\pi N} \operatorname{Im} \frac{\varepsilon_1(\omega) - 1}{\varepsilon_1(\omega) + 2}, \quad (98)$$

где N — объемная концентрация атомов зонда. После подстановки (98) в (61) и интегрирования по объему параболического зонда с уравнением поверхности $z = (x^2 + y^2)/2R + d$, где R — радиус кривизны зонда вблизи апекса, d — расстояние от апекса до поверхности, получим (предполагая большим отношение высоты зонда к радиусу) [19]

$$F = -\frac{3}{16\pi} \frac{\hbar RV}{d^3} J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega)), \quad (99)$$

где интеграл перекрытия спектров $J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega))$ имеет в точности ту же структуру, что и частотные интегралы в (61) с заменой мнимой части поляризуемости частицы на функцию

$$\tilde{\Delta}''(\omega) = \operatorname{Im} \frac{\varepsilon_1(\omega) - 1}{\varepsilon_1(\omega) + 2}. \quad (100)$$

В оптической (инфракрасной) области спектра или при достаточно высоких температурах, когда $\hbar\omega \ll k_B T$,

формула (99) с учетом (61), (100) приводится к более простому виду

$$F = -\frac{3}{16\pi} \frac{k_B TRV}{d^3} J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega)), \quad (101)$$

$J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega))$

$$= \begin{cases} \int_0^\infty d\omega \frac{\tilde{\Delta}_1''(\omega)\tilde{\Delta}_2''(\omega)}{\omega^2}, & T_1 = T_2 = T, & (102a) \\ \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \tilde{\Delta}_1''(\omega) \frac{d}{d\omega} \tilde{\Delta}_2''(\omega), & T_1 = T, T_2 = 0, & (102b) \\ \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \tilde{\Delta}_2''(\omega) \frac{d}{d\omega} \tilde{\Delta}_1''(\omega), & T_1 = 0, T_2 = T. & (102c) \end{cases}$$

В случае произвольных температур зонда и поверхности модификация формул (101), (102) очевидна. При использовании нелокальных ФДОП нужно исходить из общей формулы (60).

Для малой сферической частицы при условии $R \ll z < c/\omega_0$ сила трения будет определяться формулами (60), (61) с мнимой частью поляризуемости

$$\alpha''(\omega) = R^3 \tilde{\Delta}_1''(\omega). \quad (103)$$

При $R \approx z$ формула (103), очевидно, теряет силу, но для металлического кластера произвольного радиуса можно воспользоваться аналитической формулой для поляризуемости $\alpha(\omega)$, полученной в рамках модели Томаса–Ферми [85],

$$\alpha(\omega) = R^3 \times \left\{ 1 + \frac{3(1 - \kappa R \coth(\kappa R))}{2(\varepsilon(\omega) - 1)(1 - \kappa R \coth(\kappa R) + \varepsilon(\omega)(\kappa R)^2)} \right\}, \quad (104)$$

где $\kappa^2 = \frac{4}{\pi} \frac{(9\pi/4)^{1/3}}{r_s}$, r_s — параметры модели „желе“ (в атомных единицах). Например, при $R = 10$ nm (типичное значение радиуса нанозондов в СЗМ) имеем $\kappa R \gg 1$, поэтому $\coth(\kappa R) \approx 1$. Тогда, как нетрудно показать, используя приближение Друде (28), из (104) следует $\alpha''(\omega) \sim R^2$ (ср. с (103)), причем резонанс поглощения совпадает с плазменной частотой металла ω_p , а не с частотой Ми $\omega_p/\sqrt{3}$ (как следует из (103)). И даже при $\kappa R \ll 1$ формула (104) отличается от (103), хотя $\alpha''(\omega) \sim R^3$. Таким образом, учет экранирования в случае проводящих кластеров и нанозондов может иметь принципиальное значение.

5.2. Флуктуационно-диссипативные силы для различных механизмов поглощения контактирующих материалов. Сначала рассмотрим вклад в латеральную силу от поглощения в низкочастотной части электромагнитного спектра, имея в виду контакты плохих проводников (с низкой проводимостью) и диэлектриков (диэлектрические функции (31) и (32)). В этом случае интегралы $J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega))$, как нетрудно показать, вычисляются идентичным образом. Например, для контакта проводников, используя (101),

(102), получим (индексы 1 и 2 относятся к зонду и поверхности)

$$\int_0^{\infty} d\omega \frac{\tilde{\Delta}_1''(\omega)\Delta_2''(\omega)}{\omega^2} = \frac{3}{4(2\sigma_1 + 3\sigma_2)}, \quad (105)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \tilde{\Delta}_1''(\omega) \frac{d}{d\omega} \Delta_2''(\omega) = \frac{9\sigma_1}{4(2\sigma_1 + 3\sigma_2)^2}, \quad (106)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} \Delta_2''(\omega) \frac{d}{d\omega} \tilde{\Delta}_1''(\omega) = \frac{3\sigma_2}{(2\sigma_1 + 3\sigma_2)^2}. \quad (107)$$

Формулы (101), (102), (105)–(107) справедливы при условии $k_B T / 2\pi\hbar \gg \max(\sigma_1, \sigma_2)$. В другом пределе, при $k_B T / 2\pi\hbar \ll \min(\sigma_1, \sigma_2)$, из (99) следует, что $F_x \propto T^2$, причем величина интегралов перекрытия (см. (61)) получается меньшей. В общем случае показатель степени зависимости $F_x(T)$ (для данного типа материалов) изменяется в пределах 1–2, если не учитывать возможных температурных изменений диэлектрических характеристик зонда и поверхности.

Максимальное значение интегралов (106), (107) достигается при $2\sigma_1 = 3\sigma_2$. Тогда с учетом (101), (102) получим

$$F_x = -0.022 \frac{k_B T R V}{\sigma_1 d^3}. \quad (108)$$

При типичных для СЗМ параметрах ($R = 30$ nm, $d = 0.5$ nm, $T = 300$ K и $V = 1$ m/s) получим оценку $F_x = -0.022/\sigma_1(N)$. Для контакта материалов с металлической проводимостью ($\sigma_1 = 10^{17}$ s⁻¹) F_x пренебрежимо мала. Но уже для аморфного углерода ($\sigma_1 = 10^9$ s⁻¹) величина F_x становится заметной, а для контакта диэлектриков и плохих проводников может достигать значений порядка 1 pN, характерных для контактной моды СЗМ.

При резонансном характере поглощения материалов с диэлектрическим откликом типа (28) и (или) (33) формулы (102) также можно привести к универсальной форме. Так, например, для контакта проводников, описываемых формулами Друде (28), тангенциальная сила, действующая на зонд, равна (в случае интеграла перекрытия (102b))

$$F_x = -\frac{3}{16\pi} \frac{k_B T R V \sqrt{3}}{d^3 \omega_{p1}} G\left(\frac{\sqrt{3}}{\omega_{p1}\tau_1}, \frac{\sqrt{2}}{\omega_{p2}\tau_2}, \frac{\omega_{p2}}{\omega_{p1}} \sqrt{\frac{3}{2}}\right), \quad (109)$$

$$G(x, y, z) = \int_0^{\infty} \frac{dt}{(1-t^2z^2)^2 + x^2z^2t^2} \frac{d}{dt} \frac{t}{(1-t^2) + y^2t^2}, \quad (109a)$$

где величины ω_p и τ с индексами 1, 2 обозначают плазменные частоты и времена релаксации соответственно зонда и поверхности. Кроме того нужно иметь в виду, что область применимости (109) ограничена условием $k_B T / \hbar \gg \max(\omega_{p1}, \omega_{p2})$. Такого же типа формулы можно записать для интегралов (102a), (102c).

Существенно, что в отличие от рассмотренного ранее случая (см. (105)–(108)) интегралы (102b) и (102c) являются знакопеременными для контактов разнородных материалов, а интеграл (102a) всегда знакопостоянен. Причем, например, $G < 0$ при $\omega_{p1}/\sqrt{3} > \omega_{p2}/\sqrt{2}$, и, следовательно, „горячий“ зонд ускоряется тангенциальной силой. Напротив, интеграл (102c) отрицателен при $\omega_{p1}/\sqrt{3} < \omega_{p2}/\sqrt{2}$, и ускорение „холодного“ зонда идет за счет нагретой поверхности. Для контакта однородных материалов, а также для неоднородных при одинаковой температуре тангенциальная сила всегда является тормозящей. Заметим, что на возможность подобных эффектов обращалось внимание Полевым [24] при рассмотрении релятивистской проблемы трения плоских поверхностей.

Численные расчеты дают для функции $G(x, y, z)$ значения порядка $10-10^3$ при заметном перекрытии полос поглощения, в противном случае она пренебрежимо мала. Однако при значительном рассогласовании положения пиков поглощения возможен резонансный эффект, когда при определенном значении скорости частицы и расстоянии до поверхности интеграл перекрытия не является малым (см. далее в п. 5.4). Для получения корректных результатов в последнем случае необходимо использовать общую формулу (60), учитывая форму линий поглощения и нелокальность ФДОП, поскольку линейное приближение по скорости не является адекватным.

При указанных выше условиях СЗМ-экспериментов, $G = 10^3$ и $\omega_{p1} = 10^{13}$ s⁻¹ (что соответствует полупроводникам типа германия) получим оценку $F_x = 5$ pN. Для расчета вклада в тангенциальную силу от поглощения на более высоких частотах следует применять общую формулу (99), но даже если резонансная область частот близка к частоте Вина $k_B T / \hbar$, соответствующий вклад в силу F_x получается менее значительным из-за наличия экспоненциальных факторов в (61). Таким образом, приведенные оценки тангенциальных сил близки к максимально возможным.

В случае контакта нормальных металлов заметный вклад на низких частота может вносить нелокальная поправка к диэлектрической функции. В итоге получается зависимость $F_x \propto VT^2/d^6$. При $d = 0.4-0.5$ nm этот вклад может быть несколько больше, чем дает формула (108), но все равно он очень мал. Для контакта плоских поверхностей соответствующие результаты приведены в п. 5.3.

5.3. Трение плоских поверхностей. При использовании приближения аддитивности переход к случаю контакта плоских поверхностей тривиален: интегрирование по объему зонда заменяется интегрированием по расстоянию z_0 (от 0 до ∞) и умножением на площадь контакта S . В результате формулы, аналогичные (99), (101) и (109), для контактного сдвигового напряжения между двумя плоскопараллельными толстыми пластина-

ми, разделенными щелью d , принимают вид

$$F/S = -\frac{9\hbar V}{32\pi^2 d^4} J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega)), \quad (110)$$

$$F/S = -\frac{9k_B T V}{32\pi^2 d^4} J(\varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega)), \quad (111)$$

$$F/S = -\frac{9}{32\pi^2} \frac{k_B T V \sqrt{3}}{d^4 \omega_{p1}} \times G \left(\frac{\sqrt{3}}{\omega_{p1} \tau_1}, \frac{\sqrt{2}}{\omega_{p2} \tau_2}, \frac{\omega_{p2}}{\omega_{p1}} \sqrt{\frac{3}{2}} \right), \quad (112)$$

где интегралы перекрытия спектров имеют тот же смысл. Область применимости (111), (112) такая же, как у формул (101), (109).

Как отмечалось в разделе 2, трение плоских поверхностей недавно рассматривалось в работах [12,14,15,69]. В частности, случай $T \neq 0$ обсуждался в [14,15,69], причем в [69] отмечалось, что в величину напряжения F/S для металлических поверхностей большой вклад могут вносить нелокальные эффекты. Результаты настоящей работы согласуются с этим, а также с ранним результатом [49] и утверждением авторов цитируемых работ о том, что при $T = 0$ линейный по скорости вклад в силу трения исчезает (без учета возможных релятивистских поправок и структурных эффектов).

Необходимо, однако, подчеркнуть, что формулы (60) и (61), лежащие в основе нашей работы, предсказывают ряд новых эффектов, отсутствующих в теории [12,14,15,49,69]: 1) при различных температурах пластин, как и в случае параболического зонда и поверхности, возможно ускорение движущейся пластины; 2) возможен нагрев „холодной“ пластины (см. далее в п. 5.4); 3) характер температурной зависимости F/S зависит от типа контактирующих материалов; в частности, более высокое трение сопровождается линейной зависимостью $F/S \sim T$, которая может быть характерной для однородных и неоднородных контактов полупроводников и диэлектриков. Так, при $T_1 = T_2 = 300$ К, $\omega_p = 10^{13}$ с $^{-1}$, $d = 1$ нм, $G = 10^3$, $V = 1$ м/с формула (112) дает $F/S = -3 \cdot 10^4$ Н/м 2 . Это на одиннадцать порядков выше, чем следует из формулы (41) работы [15], соответствующей приближению Друде в случае контакта металлических поверхностей.

Расчет низкочастотного нелокального вклада в силу трения металлических поверхностей удобно проводить с помощью ФДОП (73), (74). Ограничиваясь для простоты случаем одинаковых материалов и полагая $\Delta_1''(q, \omega) = \Delta_2''(q, \omega) = \tilde{\Delta}_1''(q, \omega)$, а $\omega \ll \omega_s$, после соответствующего интегрирования формулы (60) получим (здесь использованы атомные единицы)

$$F/S \approx -2.16 k_B^2 (T_1^2 + T_2^2) \frac{1}{\omega_p^4 q_{TF}^2} \frac{V}{d^5} \times [\ln^2(1.21 q_{TF}) + \ln^2(2d) + 2 \ln(1.21 q_{TF}) \ln(2d) - 3.74 \ln(0.89 q_{TF} d)]. \quad (113)$$

Тогда при типичных значениях параметров $T_1 = T_2 = 300$ К, $\omega_p = 9$ эВ, $q_{TF} = 1.07$ а.е., $d = 1$ нм и $V = 1$ м/с из (113) следует оценка $F/S = -3.4 \cdot 10^{-4}$ Н/м 2 . Это на три порядка выше, чем в [69], но гораздо меньше, чем в случае атомного контакта поверхностей ($\sim 10^8$ Н/м 2) и в случае скользящего трения неметаллических поверхностей.

5.4. Тепловые эффекты. Тепловые эффекты нерadiационных мод флуктуационного электромагнитного поля в контакте неподвижного зонда с поверхностью и возможность их практического использования („тепловой штамп“) недавно обсуждались в работах [57,86–88]. В рамках развиваемой нами теории возможно и соответствующее рассмотрение в динамическом режиме зонда.

Так, в общем случае скорость нагрева (охлаждения) движущейся частицы (\dot{Q}) определяется вторым слагаемым (59). Выполняя статистическое усреднение так же, как это было сделано в п. 3.4 при вычислении нормальной и тангенциальной сил, получим [58]

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \langle \dot{\mathbf{d}} \mathbf{E} \rangle = \langle \dot{\mathbf{d}}^{\text{sp}} \mathbf{E}^{\text{ind}} \rangle + \langle \dot{\mathbf{d}}^{\text{ind}} \mathbf{E}^{\text{sp}} \rangle \\ &= -\frac{2\hbar}{\pi^2} \iiint d\omega dk_x dk_y k \exp(-2kz_0) \\ &\times \left\{ \coth \left(\frac{\omega \hbar}{2k_B T_1} \right) \alpha''(\omega) [\omega \Delta''(\omega + k_x V) \right. \right. \\ &+ \left. \omega \Delta''(\omega - k_x V)] - \coth \left(\frac{\omega \hbar}{2k_B T_2} \right) \Delta''(\omega) \right. \\ &\left. \times [(\omega + k_x V) \alpha''(\omega + k_x V) + (\omega - k_x V) \alpha''(\omega - k_x V)] \right\}. \end{aligned} \quad (114)$$

В частности, при $V = 0$ (114) приводится к виду

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= -\frac{\hbar}{\pi z_0^3} \int_0^\infty \omega d\omega \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \\ &\times \left[\frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T_1) - 1} - \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T_2) - 1} \right], \end{aligned} \quad (115)$$

совпадающему с нерелятивистским пределом результата [88]. Как и можно было ожидать в данном случае, частица охлаждается, если ее температура выше, чем температура поверхности. Для плохих проводников с диэлектрическим откликом (33) при условии $k_B T / 2\pi\hbar \gg \max(\sigma_1, \sigma_2)$ и в случае контакта параболического зонда с поверхностью из (115) получим (полагая $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$)

$$\dot{Q} = -\frac{3\pi}{10} k_B (T_1 - T_2) \frac{R\sigma}{d}. \quad (116)$$

При $T_1 = 300$ К, $T_2 = 0$, $R/d = 30$ и $\sigma = 1$ ($\Omega \cdot \text{м}$) $^{-1}$ (кремний) из (116) следует $\dot{Q} = -3.5 \cdot 10^{-10}$ Вт. Следовательно, если учесть, что эффективная площадь поверхности, нагреваемой зондом, порядка $d^2 = 10^{-18}$ м 2 , поток тепла на поверхность будет равен $3.5 \cdot 10^8$ Вт/м 2 ,

что намного выше, чем поток излучения от абсолютно черного тела с той же температурой: 4.6 W/m^2 . В случае $k_B T / 2\pi\hbar \ll \sigma$ аналогично получаем

$$\dot{Q} = -\frac{3\pi}{160} \frac{R}{d} \frac{k_B^4 (T_1^4 - T_2^4)}{\hbar^3 \sigma^2}. \quad (117)$$

Формула (117) с точностью до численного коэффициента порядка единицы совпадает с результатом [88].

Для контакта нормальных металлов при $T_1 = 300 \text{ K}$, $T_2 = 0$, $R/d = 30$ и $\sigma = 10^7 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ из (117) получим $\dot{Q} = -1.8 \cdot 10^{-14} \text{ W}$. В этом случае, как показано в [88], более значительный вклад в нагрев может вносить релятивистская поправка, не отраженная в (115). Следует, однако, учесть, что аддитивное приближение, использованное авторами, для металлов недостаточно корректно, поскольку не учитывает эффекты экранирования электронного газа (см. п. 5.1 и (104)), поэтому оптимальный подбор контактирующих материалов с целью получения максимального нагрева требует более детального анализа.

Качественно новые эффекты возможны в динамическом режиме. Проведем упрощенное рассмотрение для этого случая, предполагая, что функции $\alpha''(\omega)$ и $\Delta''(\omega)$ имеют резонансный вид $\alpha''(\omega) = A\delta(\omega - \omega_0)$ и $\Delta''(\omega) = B\delta(\omega - \omega_s)$. После их подстановки в (114) и интегрирования по всем переменным получим ($K_{0,1}(x)$ — функции Бесселя)

$$\begin{aligned} \dot{Q} = & -\frac{4\omega_0\hbar}{\pi^2} AB \frac{(\omega_0 - \omega_s)^2}{V^3} \left[K_0 \left(\frac{2z_0|\omega_0 - \omega_s|}{V} \right) \right. \\ & \left. + \frac{V}{2z_0|\omega_0 - \omega_s|} K_1 \left(\frac{2z_0|\omega_0 - \omega_s|}{V} \right) \right] \\ & \times \left[\left(\exp \left(\frac{\omega_0\hbar}{k_B T_1} \right) - 1 \right)^{-1} - \left(\exp \left(\frac{\omega_s\hbar}{k_B T_2} \right) - 1 \right)^{-1} \right]. \quad (118) \end{aligned}$$

Из (118) следует, что в пределе высоких температур знак \dot{Q} зависит от разности $(T_1/\omega_0 - T_2/\omega_s)$, поэтому частица (зонд) может нагреваться, даже имея более высокую температуру по сравнению с температурой поверхности, при этом \dot{Q} достигает максимума (по модулю) при $V = 0.94z_0|\omega_0 - \omega_s|$. Данное условие можно считать условием „теплого резонанса“. Поскольку основной вклад в интеграл по волновым векторам в (114) вносит область $k \sim 1/z_0$, это означает, что при соответствующих скоростях частиц уже нельзя пренебречь нелинейными скоростными эффектами. То же в равной степени относится и к вычислению тангенциальной силы по формуле (60).

Важно подчеркнуть, что нелинейные эффекты могут проявляться в динамическом режиме СЗМ (т.е. при скоростях $1-100 \text{ m/s}$) на расстояниях от зонда до поверхности порядка 1 nm , если характерная область частот попадает в интервал $10^{10}-10^{12} \text{ s}^{-1}$. Для более быстрых частиц нелинейные эффекты могут быть заметны на большем удалении от поверхности (пропорциональном скорости).

Завершая данный раздел, констатируем, что даже белое рассмотрение ФЭВ в случае наночастиц с поверхностями обнаруживает множество новых интересных особенностей, связанных с изменением знака латеральной силы и скорости теплового обмена в зависимости от диэлектрических свойств контактирующих материалов, их температуры, расстояния и относительной скорости.

6. Обсуждение некоторых экспериментов

6.1. Скользящее трение адсорбатов (эксперименты с кварцевым микробалансом). Техника кварцевого кристаллического микробаланса (ККМ) в исследованиях наноструктурного трения впервые стала применяться в работах Крим и Видома [89] (см. также [3,4]). ККМ представляет собой кварцевую пластинку, осциллирующую за счет пьезоэффекта по нормали или вдоль поверхности с фактором добротности порядка 10^5 . При напылении на нее металлической пленки изменение частоты осциллятора позволяет контролировать массу пленки с высокой точностью. Если на пленку дополнительно адсорбируются атомы газа (воздух, инертные газы), то изменение частоты и добротности ККМ дает возможность исследовать колебательные моды адсорбатов. Основными экспериментальными параметрами являются изменения частоты и добротности осциллятора, с которыми связано время затухания колебательного движения адсорбата τ . Так, при адсорбции ксенона на поверхности $\text{Ag/Au}(100)$ типичное время затухания составляет $2-3 \text{ ns}$.

В настоящее время нет общепринятой теоретической интерпретации этих результатов. Так, Крим с соавторами считают, что основным механизмом затухания является фоновый [90], а авторы [11,41,91,92] полагают, что в системах рассмотренного типа доминирует ФЭВ, и используют теорию, основанную на формуле (9) или ее модификациях. В эксперименте, однако, расстояние d от адсорбата до поверхности никак не контролируется, а поскольку формула (9) имеет очень сильную зависимость от d , даже небольшие изменения d приводят к резкому изменению τ . В рамках нашей теории (при различии температур частицы и поверхности) зависимость от расстояния гораздо менее сильная ($\tau \sim d^5$), поэтому для согласования теоретического значения времени затухания с экспериментальным частица должна находиться на несколько большем расстоянии от поверхности. По нашему мнению, для критического выбора теоретической модели необходимы дополнительные данные, характеризующие температурные и диэлектрические свойства контактирующих материалов.

Известно, например, что затвердевшая пленка Хе характеризуется наличием сильных экситонных пиков поглощения (а также пиков за счет межзонных переходов) [93], а наличие поверхности приводит к появлению поверхностных экситонов. С другой стороны, в

твердой пленке возникают новые фоннные моды, а ее охлаждение относительно субстрата может сопровождаться положительным вкладом в тангенциальную силу (см. первое слагаемое (61)). В частности, обмен теплом через нерадиационные моды способен привести к замерзанию пленки. Подобные эффекты могут быть ответственными за наблюдаемое в экспериментах слабое трение затвердевших пленок адсорбатов, несоизмерных с подложкой [94], поскольку любые структурные изменения влекут за собой изменения диэлектрических свойств и соответственно интегралов перекрытия спектров поглощения, определяющих силы трения флуктуационной природы.

Интригующей проблемой является также интерпретация недавних экспериментов [95], связанных со скачкообразным уменьшением τ (примерно в 2 раза) для молекул азота, адсорбированных на свинцовой пленке, при сверхпроводящем переходе последней. Критическая частота, соответствующая энергетической щели свинца, $\omega_c = 4k_B T_c / \hbar = 3.8 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ попадает в область фоннных частот, поэтому, если в нормальном состоянии (свинца) имеется вклад во взаимодействие с адсорбатов, связанный с этой областью электромагнитного спектра, при температуре ниже критической возможно резкое уменьшение ФЭВ. В пользу такого предположения свидетельствуют экспериментальные результаты по частотной зависимости плотности электронных состояний свинца $N(\omega)$ [96], обнаруживающие немонотонный характер $N(\omega)$ при $\omega > 2k_B T_c$.

6.2. Диссипативные силы в модуляционном режиме сканирующих зондирующих микроскопов. Измерения сил взаимодействия между зондами СЗМ и поверхностями проводились рядом исследователей [97–102]. Так, консервативные силы в нормальной моде СЗМ изучались в [97–99], а авторы [100–102] проводили измерения диссипативных сил. Поскольку основным предметом данной работы являются диссипативные ФЭВ, мы ограничимся кратким обсуждением результатов [100–102].

В работе [100] измерялось взаимодействие между кремниевым зондом и поверхностью слюды в нормальной вибрационной моде (в вакууме при $T = 300 \text{ K}$) при следующих параметрах: жесткость консоли $k = 40 \text{ N/m}$, радиус нанозонда $R = 20 \text{ nm}$, амплитуда колебаний осциллятора $A = 32 \text{ nm}$, основная частота $f = 296.6 \text{ kHz}$, добротность $Q = 22815$. Из измерений следует, что средняя мощность диссипации энергии равна примерно 0.1 и 0.02 pW при расстояниях от аперкса зонда до поверхности 0.1 и 0.5 nm соответственно. Таким образом, зависимость от расстояния приблизительно следует закону $\bar{P} \sim d^{-1}$. При этих параметрах осциллятора внутренняя диссипация энергии при свободных колебаниях составляет $P^{(i)} = \pi k A^2 f / Q = 0.17 \text{ pW}$. Мы пока не получили точного выражения для силы трения в нормальном режиме колебаний зонда, поэтому для оценки используем формулу (101) для латерального движения с удвоенным коэффициентом (что выполняется

для зарядов). В этом случае при типичных параметрах кремния и слюды ($\sigma = 0.01 \text{ } \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $\varepsilon = 6$, $\tau = 10^{-9} \text{ s}$) и $T = 300 \text{ K}$ из (102a) получим $F = -C\dot{z}/z^3(N)$, причем $C = 6.6 \cdot 10^{-39} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}$. Тогда при гармоническом законе колебаний зонда и условии $d \ll A$ (d — расстояние от аперкса зонда до поверхности) для средней мощности диссипации получим

$$\bar{P}(d) \approx \sqrt{\frac{A}{2}} \frac{\pi^2 f^2 C}{d^{3/2}}. \quad (119)$$

Используя (119), находим, что $\bar{P}(0.1 \text{ nm}) = 3.6 \cdot 10^{-4} \text{ pW}$ и $\bar{P}(0.5 \text{ nm}) = 3.2 \cdot 10^{-5} \text{ pW}$, т.е. на три порядка меньше, чем в эксперименте. Для согласования с экспериментальными данными необходимо принять $\tau = 10^{-6} \text{ s}$, а проводимость зонда уменьшить на два-три порядка. Для данного типа контакта такое изменение параметров проблематично.

В латеральном вибрационном режиме вместо (119) имеем

$$\bar{P}(d) = \frac{2\pi^2 A^2 f^2 C}{d^3}, \quad (120)$$

поэтому при $d = 0.5 \text{ nm}$ получим $\bar{P} = 0.047 \text{ pW}$, и, следовательно, диссипация за счет ФЭВ в этом случае должна быть более заметной.

Эти оценки показывают, что в нормальной вибрационной моде, по-видимому, имеются более существенные диссипативные силы, обусловленные, например, разрывом адгезионных связей [4,103], которые вносят заметный вклад в затухание даже при отсутствии резкого вхождения зонда в контакт (snap in в англоязычной литературе).

В эксперименте [101] измерения сил проводились для контакта Al (зонд)–Au (поверхность) при следующих условиях: $f = 267.2 \text{ kHz}$, $k = 40 \text{ N/m}$, $R = 35 \text{ nm}$, $Q = 19050$. Наблюдавшееся затухание хорошо описывается зависимостью $F = -C\dot{z}/z^3$ при $C = 8 \cdot 10^{-35} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}$. Однако и в этом случае теоретические оценки диссипативных сил ФЭВ оказываются значительно ниже экспериментальных. Так, используя формулу (108), получим $C = 10^{-49} - 10^{-48} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}$. Расчет C с учетом нелокального вклада ФДОП может дать результат на несколько порядков выше, но все равно он слишком мал. Более того, значения сил в этом эксперименте представляются слишком большими даже для контактного режима СЗМ.

В [102] изучалось броуновское движение покрытого алюминия нанозонда вблизи поверхности золота. И здесь регистрировались очень высокие значения диссипативных сил (даже на расстояниях около 5 nm от точки вхождения зонда в контакт), которые вряд ли можно отнести к диссипативным силам ФЭВ.

В целом, как мы видим, имеющиеся измерения диссипативных сил пока не могут быть интерпретированы в рамках теории ФЭВ. С этим согласны и авторы [88]. Мы полагаем, что для изучения диссипативных ФЭВ более перспективным является использование латерального вибрационного режима, когда зонд движется на контролируемой постоянной высоте от поверхности.

6.3. Нормальное и латеральное взаимодействие нейтральных пучков частиц с плоской поверхностью. Существует и другой путь экспериментального изучения ФЭВ, связанный с исследованием нормального и латерального взаимодействия с поверхностью при движении вблизи нее нейтральных атомно-молекулярных пучков и кластеров [104]. Как следует из теории, движение частиц не только вызывает появление диссипативных ФЭВ, но и влияет на консервативные силы притяжения к поверхности. Такие силы экспериментально исследовались в работах [105–107]. Авторы [105,106] нашли, что в случае атомов щелочных металлов, рассеянных металлическими цилиндрами, силы ВДВ-притяжения несколько слабее, чем предсказывается теорией. В работе [107], напротив, было обнаружено более сильное динамическое притяжение пластин полупроводников.

В связи с этим заметим, что наши недавние расчеты сил диссипативных ФЭВ при взаимодействии пучков атомов гелия с металлической поверхностью [104] нуждаются в корректировке, поскольку они основывались на формуле для тангенциальной силы, полученной в [16] и отличающейся от (60) характером температурной зависимости. Для экспериментального исследования диссипативных ФЭВ (при прохождении частиц над поверхностью), по-видимому, предпочтительнее использовать нейтральные молекулярные и кластерные пучки, поскольку температурные и структурные эффекты в этом случае выражены сильнее. Для горячих молекул с температурой порядка 10 000 К, например, частотная область эффективного взаимодействия с поверхностью расширяется до 10^{15} s^{-1} , поэтому величина диссипативных сил может быть значительно больше. Кроме того, возможны резонансные эффекты (см. п. 5.4). Проведение подобных измерений является принципиально важным для проверки теории.

Заключение

Ограниченный объем статьи не позволил охватить многие важные аспекты ФЭВ, например, такие как трение в 2D-электронных системах [109], взаимодействие с поверхностью мультиполей [110], структурные эффекты поверхности [66,69] и т.д. Тем не менее мы считаем, что предлагаемая нерелятивистская теория ФЭВ создает основу для понимания всех основных физических процессов в контактах частиц и нанозондов с поверхностями. По существу, теория опирается лишь на уравнения Максвелла и формализм флуктуационно-диссипационных соотношений.

Весьма важно, что все наши формулы для консервативных и диссипативных сил совпадают с известными из литературы как для плоской, так и для цилиндрической поверхности (в нерелятивистском пределе). Для взаимодействия нейтральных систем (атом–поверхность,

нанозонд–поверхность, поверхность–поверхность) наши формулы не только приводят в частных случаях к известным результатам других авторов [12–15,49,87,88], но и предсказывают новые эффекты (см. (60) и (114)). Причем все эти результаты непосредственно вытекают из статистически усредненных электродинамических формул для мощности флуктуационного электромагнитного поля, а также для нормальных и тангенциальных сил, действующих на движущиеся частицы (в полном соответствии с духом теории Лифшица–Питаевского).

В частности, нами получена наиболее общая формула для тангенциальной силы, действующей на движущуюся частицу, с учетом отличия ее температуры от температуры поверхности — формула (60), а линейная по скорости формула (8), впервые полученная в [13], нашла строгое обоснование без привлечения формулы (2). Впервые получены соответствующие результаты для цилиндрических поверхностей и формулы для нагрева движущихся частиц.

Теория предсказывает возможность ускорения движущейся частицы в поле поверхностных возбуждений, а также „аномального“ потока тепла от холодного тела к горячему. Физически это обусловлено наличием у частицы собственных частот, благодаря чему обмен энергией с поверхностью не является столь тривиальным, как в случае заряда и дипольной молекулы, когда латеральная сила может быть только тормозящей, а поверхность всегда нагревается. Влияние пространственной дисперсии еще более усложняет картину взаимодействия, поскольку дисперсионные уравнения поверхностных возбуждений зависят от геометрии контактной зоны, а любые структурные изменения этой зоны критически влияют на диэлектрические характеристики поверхностей и силы ФЭВ.

К сожалению, пока отсутствуют надежные экспериментальные данные, позволяющие однозначно идентифицировать диссипативные силы ФЭВ и проверить теоретические модели. В этом отношении наиболее перспективными, по нашему мнению, являются экспериментальные методы, основанные на измерении диссипативных сил в латеральной вибрационной моде СЗМ и при прохождении нейтральных пучков вблизи гладкой поверхности.

К числу наиболее важных теоретических задач, представляющих интерес для физики ФЭВ, которые могут быть решены в рамках нашей теории, мы относим следующие: 1) расчет ФЭВ при нормальном к поверхности движении нейтральной частицы; 2) более детальное исследование роли пространственной дисперсии и ближней структуры электромагнитного поля вблизи искривленных поверхностей; 3) изучение связи электромагнитных и фононных механизмов при трении; 4) учет эффектов запаздывания и, более широко, развитие последовательной релятивистской теории скользящего трения, основы которой были заложены в наших недавних работах [111]. В частности, в них были

получены релятивистские обобщения формул (6), (60) и (114).

На заключительной стадии подготовки данной статьи мы получили возможность ознакомиться с последней работой Волокитина и Перссона [112], любезно предоставивших нам ее препринт. В этой работе авторы получили формулу, аналогичную (60) при равных температурах частицы и поверхности, однако ключевое тождество (6), принципиально необходимое для расчета силы трения и потока тепла между движущейся частицей и поверхностью в лабораторной системе отсчета, как в [112], так и в более ранней работе [88] отсутствует. Поэтому авторы вычислили поток тепла только при нулевой относительной скорости тел, а его связь с силой трения была отмечена лишь исходя из похожей структуры конечных формул.

Список литературы

- [1] R. Nunez, P.M. Echenique, R.H. Ritchie. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **13**, 4229 (1980).
- [2] P.M. Echenique, F.J. Garcia de Abajo, V.H. Ponce, M.E. Uranga. *Nucl. Instr. Meth.* **B96**, 583 (1995).
- [3] B.N.J. Persson. *Sliding Friction: Physical Principles and Applications*. Springer, Heidelberg (1998).
- [4] Г.В. Дедков. *УФН* **170**, 6, 543 (2000); G.V. Dedkov. *Phys. Stat. Sol. (a)* **179**, 1, 2 (2000).
- [5] Е.М. Лифшиц. *ЖЭТФ* **29**, 94 (1955); I.E. Dzyaloshinskii, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevski. *Adv. Phys.* **10**, 165 (1961).
- [6] J. Mahanty, B.W. Ninham. *Dispersion Forces*. Acad. Press, London (1976).
- [7] Ю.С. Бараш. *Силы Ван-дер-Ваальса*. Наука, М. (1988).
- [8] S. Weinberg. *Rev. Mod. Phys.* **61**, 1 (1989).
- [9] V.M. Mostepanenko, N.N. Trunov. *The Casimir Effect and its Applications*. Clarendon Press, Oxford (1997).
- [10] M. Kardar. *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1233 (1999).
- [11] B.N.J. Persson, A.I. Volokitin. *J. Chem. Phys.* **103**, 8679 (1995).
- [12] J.B. Pendry. *J. Phys.: Cond. Matter* **9**, 10 301 (1997).
- [13] M.S. Tomassone, A. Widom. *Phys. Rev.* **B56**, 493 (1997).
- [14] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. *Phys. Low-Dim. Struct.* **7(8)**, 17 (1998).
- [15] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. *J. Phys.: Cond. Matter* **11**, 345 (1999).
- [16] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. *Phys. Lett.* **A259**, 38 (1999).
- [17] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. *Письма в ЖТФ* **25**, 12, 10 (1999).
- [18] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. *ФТТ* **43**, 1, 176 (2001).
- [19] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. *ФТТ* **43**, 3, 536 (2001).
- [20] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. *Письма в ЖТФ* **27**, 8, 68 (2001).
- [21] А.А. Кясов, G.V. Dedkov. *Surf. Sci.* **463**, 11 (2000).
- [22] А.А. Кясов, Г.В. Дедков. *ФТТ* **43**, 3, 554 (2001).
- [23] L.S. Levitov. *Europhys. Lett.* **8**, 488 (1989).
- [24] В.Г. Полевой. *ЖЭТФ* **98**, 190 (1990).
- [25] V.E. Mkrtchian. *Phys. Lett.* **207**, 299 (1995).
- [26] E.G. D'Aglano, W. Schaich, P. Kumar, H. Suhl. *Nobel Symp. 24 / Eds B.I. Lundqvist and S. Lundqvist*. Acad. Press, N.Y. (1974).
- [27] E.G. D'Aglano, P. Kumar, W. Schaich, H. Suhl. *Phys. Rev.* **B11**, 2122 (1975).
- [28] W.L. Schaich. *Solid State Commun.* **15**, 357 (1975).
- [29] W.L. Schaich. *Surf. Sci.* **49**, 221 (1975).
- [30] W. Schaich. *J. Chem. Phys.* **60**, 1087 (1974).
- [31] J.M. Ziman. *Principles of the Theory of Solids*. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1972).
- [32] M. Sunjic, G. Toulouse, A.A. Lucas. *Solid State Commun.* **11**, 1629 (1972).
- [33] R. Ray, G.D. Mahan. *Phys. Lett.* **A42**, 301 (1972).
- [34] J. Heinrichs. *Phys. Rev.* **B8**, 1346 (1973).
- [35] J. Harris, R.O. Jones. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, 3585 (1973).
- [36] D. Chan, P. Richmond. *Surf. Sci.* **39**, 437 (1973).
- [37] G.D. Mahan. *Collective Properties of Physical Systems: Nobel Symp. 24 / Eds B.I. Lundqvist, S. Lundqvist*. Acad. Press, N.Y. (1973). P. 164.
- [38] D.L. Mills. *Phys. Rev.* **B15**, 763 (1977).
- [39] G. Barton. *Rep. Prog. Phys.* **42**, 963 (1979).
- [40] B.N.J. Persson. *Phys. Rev.* **B44**, 3277 (1991).
- [41] A. Liebsch. *Phys. Rev.* **B55**, 13 263 (1997).
- [42] F. Garcia-Moliner, F. Flores. *Introduction to the Theory of Solid Surfaces*. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1979).
- [43] F.J. Garcia de Abajo, P.M. Echenique. *Phys. Rev.* **B46**, 2663 (1992).
- [44] R.H. Ritchie, A.L. Marusak. *Surf. Sci.* **4**, 234 (1966).
- [45] D. Wagner. *Z. Naturf.* **21a**, 634 (1966).
- [46] E.V. Teodorovich. *Proc. of the Nat. USSR Conf. on the Theory of Friction, Wear, Lubrication*. Tashkent (1975).
- [47] E.V. Teodorovich. *Proc. Roy. Soc.* **A362**, 71 (1978).
- [48] J. Mahanty. *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* **13**, 4391 (1980).
- [49] W.L. Schaich, J. Harris. *J. Phys. F: Metal. Phys.* **11**, 65 (1981).
- [50] G.V. Dedkov. *Rad. Eff.* **103**, 157 (1987); *УФН* **165**, 8, 919 (1995).
- [51] J.A. Annett, P.M. Echenique. *Phys. Rev.* **B34**, 6583 (1986).
- [52] J.A. Annett, P.M. Echenique. *Phys. Rev.* **B36**, 8986 (1987).
- [53] I.A. Dorofeyev, H. Fuchs, J. Jersch. *Phys. Rev.* **B64**, 35 403 (2001).
- [54] А.А. Кясов. *Сборник научных работ ИФВТ АН СССР / Под ред. В.Е. Фортова, Е.А. Кузьменкова*. М. (1991). С. 122.
- [55] А.А. Кясов. *Деп. в ВИНТИ, рег. № 1407-B91* (1991).
- [56] А.А. Кясов. *Автореф. канд. дис. Наальчик* (1993).
- [57] I. Dorofeyev, H. Fuchs, B. Gotsmann, G. Wenning. *Phys. Rev.* **B60**, 9069 (1999).
- [58] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. *Письма в ЖТФ* **28**, 8, 79 (2002).
- [59] Б.Н. Болотовский, С.Н. Столяров. *УФН* **114**, 569 (1973).
- [60] B.N.J. Persson. *Private communication* (2000).
- [61] D.M. Newns. *Phys. Rev.* **B1**, 3304 (1970).
- [62] J.I. Gersten, N. Tzoar. *Phys. Rev.* **B8**, 5671 (1993).
- [63] V. Celli. *Surf. Phys. IAEA Vienna*, (1974). P. 393.
- [64] T.L. Ferrell, P.M. Echenique, R.H. Ritchie. *Solid State Commun.* **32**, 419 (1979).
- [65] J. Lindhard, K. Dan. *Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd.* **28**, 8 (1954).
- [66] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. *Phys. Rep.* Submitted.
- [67] P.J. Feibelman. *Prog. Surf. Sci.* **12**, 287 (1982).
- [68] B.N.J. Persson, E. Zaremba. *Phys. Rev.* **B31**, 1863 (1985).
- [69] B.N.J. Persson, Zh. Zhang. *Phys. Rev.* **B57**, 7327 (1998).
- [70] R. Garcia-Molina, A. Gras-Marti, A. Howie, R. Ritchie. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **18**, 5335 (1985).
- [71] F. Sols, P. Mirango, F. Flores. *Surf. Sci.* **161**, 33 (1985).
- [72] J.S. Shier. *Am. J. Phys.* **36**, 245 (1968).
- [73] Ю.С. Бараш, В.Л. Гинзбург. *УФН* **143**, 3, 345 (1984).

- [74] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. Наука, М. (1976). Ч. 1.
- [75] И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений. Наука, М. (1962).
- [76] G.V. Dedkov. Nucl. Instr. Meth. **B143**, 584 (1998).
- [77] G.V. Dedkov, B.S. Karamurzov. Surf. Coat. Technol. **128–129**, 51 (2000).
- [78] D. Langbein. Phys. Cond. Matter **15**, 61 (1972).
- [79] M. Schmeits, A.A. Lucas. Surf. Sci. **64**, 176 (1977).
- [80] M. Schmeits, A.A. Lucas. Surf. Sci. **14**, 1, 1 (1983).
- [81] A.A. Кыасов, G.V. Dedkov. Surf. Sci. **491**, 124 (2001).
- [82] В.М. Набутовский, В.Р. Белослудов, А.М. Коротких. ЖЭТФ **77**, 2(8), 700 (1979).
- [83] P. Johansson, A. Apell. Phys. Rev. **B56**, 4159 (1997).
- [84] Yu.N. Moiseev, V.M. Mostepanenko, V.I. Panov. Phys. Lett. **A132**, 354 (1988).
- [85] M.B. Smirnov, V.P. Krainov. Laser Phys. **9**, 943 (1999).
- [86] I.A. Dorofeyev. J. Phys. D: Appl. Phys. **31**, 600 (1998).
- [87] J.B. Pendry. J. Phys.: Cond. Matter **11**, 6621 (1999).
- [88] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. Phys. Rev. **B63**, 205 404 (2001).
- [89] J. Krim, A. Widom. Phys. Rev. **B38**, 12 184 (1988).
- [90] M.S. Tomassone, J.B. Sokoloff, A. Widom, J. Krim. Phys. Rev. Lett. **79**, 24, 4798 (1997).
- [91] B.N.J. Persson, A. Nitzan. Surf. Sci. **367**, 261 (1996).
- [92] J.B. Sokoloff. Phys. Rev. **B52**, 5318 (1995).
- [93] G. Baldini. Phys. Rev. **128**, 1562 (1962).
- [94] G.M. McClelland, J.M. Glosli. In: Fundamentals of Friction. Macroscopic and Microscopic Processes / Eds I.L. Singer, H.M. Pollock. Kluwer, Dordrecht (1992). P. 405.
- [95] A. Dayo, W. Alnasrallah, J. Krim. Phys. Rev. Lett. **80**, 1690 (1998).
- [96] В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, А.И. Хачапуров. УФН **163**, 1, 61 (1993).
- [97] F. Giessibl. Phys. Rev. **B56**, 16 010 (1997).
- [98] H. Holscher, W. Allers, U.D. Schwarz, R. Wiesendanger. Phys. Rev. Lett. **83**, 23, 4780 (1999).
- [99] B. Gotsmann, B. Anczykowski, C. Seidel, H. Fuchs. Appl. Surf. Sci. **140**, 314 (1999).
- [100] B. Gotsmann, C. Seidel, B. Anczykowski, H. Fuchs. Phys. Rev. **B60**, 11 051 (1999).
- [101] B. Gotsmann, H. Fuchs. Phys. Rev. Lett. **87**, 521 (2001).
- [102] I. Dorofeyev, H. Fuchs, G. Wenning, B. Gotsmann. Phys. Rev. Lett. **83**, 2402 (1999).
- [103] G.V. Dedkov. Wear **232**, 2, 145 (1999); Mater. Lett. **38**, 360 (1999).
- [104] G.V. Dedkov, A.A. Кыасов. Nucl. Instr. Meth. **B183**, 241 (2001).
- [105] A. Shih, V.A. Parsegian. Phys. Rev. **A12**, 835 (1975).
- [106] J. Mehl, W.L. Schaich. Phys. Rev. **A16**, 921 (1977).
- [107] W. Arnold, S. Hunklinger, K. Dransfeld. Phys. Rev. **B19**, 6049 (1979).
- [108] B.N.J. Persson, A.I. Volokitin. Phys. Rev. Lett. **84**, 3504 (2000).
- [109] T.J. Gramila, J.P. Eisenstein, A.H. MacDonald, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. Lett. **66**, 1216 (1991); Phys. Rev. **B47**, 12 957 (1993); Physica **B197**, 442 (1994).
- [110] А.А. Кясов, Г.В. Дедков. ФГТ **44**, 9, 1700 (2002).
- [111] А.А. Кясов, Г.В. Дедков. Письма в ЖТФ, в печати; Nucl. Instr. Meth., in press.
- [112] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. Phys. Rev. **B65**, 115 419 (2002).