

12

© 1990 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛ И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ В АТОМНОМ СИЛОВОМ МИКРОСКОПЕ

Ю. Н. Моисеев, В. М. Мостепаненко¹,
В. И. Панов, И. Ю. Соколов¹

Развит приближенный метод расчета сил Ван дер Ваальса для конфигураций взаимодействующих тел типа «острие над плоскостью». С помощью этого метода найдена зависимость силы от расстояния, а также определены продольное и вертикальное разрешения атомного силового микроскопа (АСМ).

На модели АСМ проведены измерения силового взаимодействия между острием и плоскостью и пространственного разрешения в зависимости от расстояния, показавшие хорошее соответствие теории с результатами эксперимента.

Введение

В последнее время большое внимание привлек к себе новый метод исследования локальных микрохарактеристик поверхности твердых тел, основанный на использовании молекулярных сил, возникающих между исследуемой поверхностью и подносимым к ней на расстояние $1-10^2$ Å острием (см., например, [1-4]). Этот метод, названный атомной силовой микроскопией (АСМ), позволяет получать информацию о микрорельефе поверхности и локальных межатомных взаимодействиях с разрешением, приближающимся к разрешению сканирующего туннельного микроскопа [5-7], причем в отличие от последнего не только для проводников, но и для диэлектриков.

Вместе с тем для однозначного восстановления микрорельефа поверхности, получаемого методом АСМ, требуется установить количественную зависимость силового взаимодействия от расстояния между острием и поверхностью и найти величину пространственного разрешения, реализуемого в атомном силовом микроскопе, в зависимости от параметров установки и условий эксперимента.

Обычно для описания ван дер Ваальсовых взаимодействий используется метод функций Грина фотона в среде [8]. Однако явное вычисление сил проведено с его помощью лишь в простейших частных случаях (например, для полупространств, разделенных плоско-параллельной щелью). Это связано с невозможностью разделения переменных в волновом уравнении и построения функции Грина — задачи для более сложных конфигураций взаимодействующих тел. В этом смысле недостаточно конструктивным оказывается и приближенный метод разложения по числу рассеяний [9], развитый с целью расчета сил Казимира, т. е. запаздывающих сил Ван дер Ваальса.

В разделе 1 развит простой приближенный метод, позволяющий производить вычисление молекулярных взаимодействий для конфигурации типа «острие над поверхностью». С помощью развитого метода найдена теоретическая зависимость сил Ван дер Ваальса от расстояния между плоскостью и острием, а также полу-

¹ Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологии им. Д. И. Менделеева.

чены аналитические соотношения для определения продольного и вертикального разрешений сканирующего атомного силового микроскопа.

В разделе 2 полученные соотношения были сопоставлены с результатами эксперимента. Экспериментальное исследование силового взаимодействия между поверхностью и острием производилось на модели АСМ, обладающей разрешением, близким к атомному. С помощью АСМ была изучена экспериментальная зависимость силового взаимодействия от расстояния между зондирующим острием и исследуемой поверхностью, которая хорошо соответствовала теоретическим соотношениям.

Из анализа изображения микрорельефа поверхности скола монокристалла лейкосапфира определена экспериментальная величина пространственного разрешения атомного силового микроскопа при различных расстояниях между острием и поверхностью, а по этим данным найдено среднее значение радиуса зондирующего острия.

В разделе 3 приведено обсуждение результатов и отмечена возможность использования АСМ в опытах по уточнению параметров гипотетических физических констант, вводимых в единых теориях фундаментальных взаимодействий.

1. Зависимость силы от расстояния и пространственное разрешение. Теория

Найдем силу Ван дер Ваальса, действующую между незаряженной плоской поверхностью и расположенным над ней на расстоянии d острием, изготовленным из материалов с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 соответственно.

Будем предполагать, что острие иглы имеет форму параболоида вращения вокруг оси z с радиусом кривизны острия R (рис. 1)

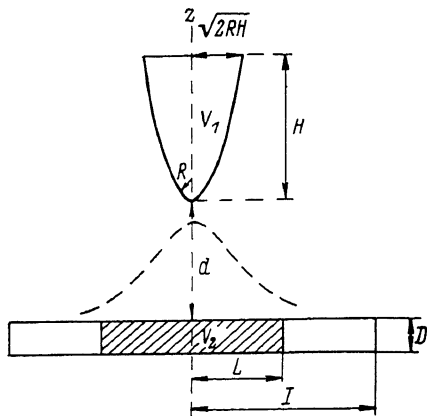


Рис. 1. Конфигурация плоской пластины и параболической иглы.

$$z = (x^2 + y^2)/2R + d.$$

При $d \sim 1 \text{ \AA}$ взаимодействие между отдельными молекулами острия и поверхности является отталкивающим и может быть описано, например, потенциалом Леннарда—Джонса [10]

$$V(r) \sim (r_0/r)^{12} - f(r_0/r)^6,$$

где r — расстояние между молекулами (атомами); $r_0 \approx 3-4 \text{ \AA}$; f — постоянная, зависящая от типа молекулы (для одноатомных молекул $f=2$).

Начиная с $r \geq 4 \text{ \AA}$ отталкивание сменяется незапаздывающим ван дер Ваальсовым взаимодействием (силы Лондона) [11] с потенциалом

$$V(r) = A/r^6, \quad (1)$$

где A — постоянная, зависящая от сорта веществ.

Такой тип взаимодействия сохраняется вплоть до расстояний порядка $\lambda_0/2\pi$, где λ_0 — длина волны, характерная для спектра поглощения данных тел (например, в случае слюды, кварца вплоть до $150-200 \text{ \AA}$ [12, 13]). При больших расстояниях между атомами (молекулами) острия и плоскости начинают сказываться релятивистские эффекты и незапаздывающие силы Ван дер Ваальса постепенно сменяются запаздывающими (силами Казимира) [14] с потенциалом $V(r) \sim r^{-7}$. Ниже рассматривается область $4 \leq r \leq 200 \text{ \AA}$.

Как уже отмечалось во Введении, для конфигурации «острие над поверхностью» невозможно разделить переменные в волновом уравнении и построить функцию Грина фотона в среде. Поэтому воспользуемся приближенным методом, предложенным в [15], для расчета сил Казимира между телами сложной формы, в том числе между проводящими острием и плоскостью.

Суть метода заключается в том, что, вообще говоря, неаддитивное взаимодействие макротел находится аддитивным суммированием взаимодействий между их отдельными атомами. Затем неаддитивность взаимодействия учитывается тем, что константа полученного потенциала уменьшается (перенормируется) во столько раз, во сколько истинная константа взаимодействия между плоскими пластинами (из тех же материалов, что и рассматриваемые макротела) отличается от полученной для них аддитивным суммированием. Легко убедиться, что в результате применения данного метода всегда получается правильная зависимость силы от расстояния, однако константа в нем определяется приближенно. Из сравнения с точными расчетами в [15] было установлено, что для тела произвольной формы над плоскостью максимальная относительная погрешность определения константы составляет всего 3,8 %.

Проведем аналогичные рассуждения в случае незапаздывающих сил Ван дер Ваальса. Сначала вычислим потенциал взаимодействия $v(l)$ между пластиной и отдельным атомом острья, где l — расстояние от атома острья до плоскости. Пренебрегая краевыми эффектами за счет конечности пластины (т. е. предполагается выполненным условие $l \gg \sqrt{RH}$ (рис. 1)), с использованием (1) имеем

$$v(l) = An_1 \frac{\pi}{6} \frac{1}{l^3}, \quad (2)$$

где n_1 — число атомов в единице объема пластины, $D \gg d$.

Далее, интегрируя (2) по объему острья, получим потенциал взаимодействия острья и плоской пластины

$$V(d) = An_1 n_2 \frac{\pi}{6} \frac{R}{d}, \quad (3)$$

где n_2 — плотность атомов в острье.

Теперь перенормируем константу данного потенциала. Для этого найдем отношение потенциала взаимодействия двух плоскостей, полученного аддитивным суммированием, к точному. Первый вычисляется описанным выше способом

$$V_{add} = An_1 n_2 \frac{\pi}{12} \frac{S}{d^2}, \quad (4)$$

где S — площадь пластин.

Точный потенциал приведен, например, в [8]

$$V_{ex} = -\frac{\hbar}{16\pi^2} \frac{S}{d^2} \int_0^\infty \frac{\epsilon_1(i\xi) - 1}{\epsilon_1(i\xi) + 1} \frac{\epsilon_2(i\xi) - 1}{\epsilon_2(i\xi) + 1} d\xi \equiv -\frac{C}{2} \frac{S}{d^2}. \quad (5)$$

Правило перенормировки состоит в том, что потенциал (3) следует разделить на отношение

$$V_{add}/V_{ex} = -\frac{\pi}{6} \frac{An_1 n_2}{C}. \quad (6)$$

В результате для потенциала и силы между острием и плоскостью находим

$$V(d) = -\frac{\pi CR}{d}, \quad F(d) = -\frac{\partial V}{\partial d} = -\frac{\pi CR}{d^2}, \quad (7)$$

где $4 \leq d \leq 60 \text{ \AA}$ (именно в этом интервале можно пренебречь всеми силами, кроме лондоновских, так как вклад запаздывающих сил от далеко расположенных атомов острья и плоскости пренебрежимо мал).

Определение численного значения постоянной C требует, разумеется, дополнительного исследования диэлектрических свойств веществ. Как оказывается, для большинства материалов, используемых при изготовлении игл АСМ, значение константы C может лежать в пределах $1-2 \cdot 10^{-20}$ Дж [16, 17].

Таким образом, выражение для силы притяжения между иглой и плоскостью можно записать в следующем удобном для сравнения с экспериментом виде:

$$F(d) = -3.2 \cdot 10^{-10} \text{ Н} \left(\frac{C}{10^{-20} \text{ Дж}} \right) \left(\frac{R}{100 \text{ \AA}} \right) \left(\frac{10 \text{ \AA}}{d} \right)^2. \quad (8)$$

Данная зависимость хорошо согласуется с измерениями, проведенными в работе [2].

В ряде случаев (в том числе при определении силового взаимодействия между острием и плоскостью) более удобным может оказаться прямое измерение константы C для другой конфигурации. Так, измеряя силу между двумя плоско-параллельными пластинами, можно вычислить константу C из формулы

$$F_1 = -\frac{C}{d^3} S = -10^{-6} \text{ Н} \left(\frac{C}{10^{-20} \text{ Дж}} \right) \left(\frac{S}{1 \text{ мкм}^2} \right) \left(\frac{10 \text{ \AA}}{d} \right)^3, \quad (9)$$

где d — расстояние между пластинами, S — площадь пластины.

Обратимся теперь к вопросу о разрешении АСМ. Под продольным разрешением будем понимать радиус L той части пластины под острием, которая дает $\approx 70\%$ вклада в силу. Для его определения вычислим силу между острием V_1 и диском V_2 (рис. 1). При этом уже нельзя пользоваться формализмом, который применялся выше, так как в нем предполагалось выполненным условие $\sqrt{RH} \ll L$, которое теперь, как легко убедиться, нарушено. Поэтому с учетом краевых эффектов будем вычислять точно все интегралы

$$V(d) = \frac{6C}{\pi} \int_{V_1} d^3 r_1 \int_{V_2} d^3 r_2 \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^6}. \quad (10)$$

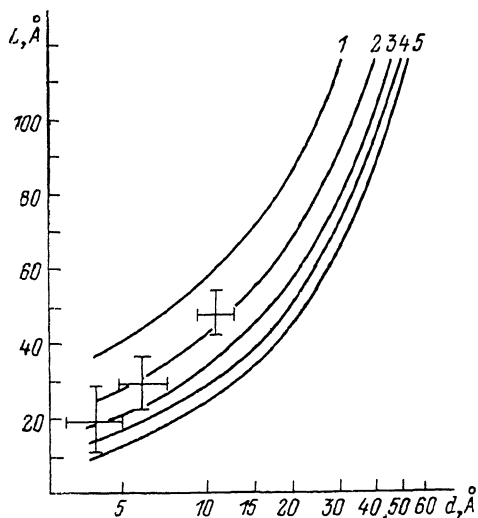


Рис. 2. Зависимость продольного разрешения АСМ от расстояния и радиуса зондирующего острия.

Сплошные линии — теория, крестики — эксперимент.

Заметим, что здесь уже выполнена указанная выше перенормировка, т. е. произведено деление на величину (6).

Вычисление удобно проводить в цилиндрической системе координат (ось z показана на рис. 1). Переходя от потенциала к силе, избавляемся от одного из интегралов. Симметрия данных тел относительно поворотов вокруг оси z позволяет легко взять интегралы по углам. После этой процедуры имеем

$$F = 6\pi C \int_a^{a+H} dz \int_0^{2(z-d)R} dt' \int_0^L dt \frac{(z^2 + t + t'^2 + 2tt')}{[(z^2 + t + t')^2 - 4tt']^{3/2}}, \quad (11)$$

где $t' = \rho'^2/2$, $t = \rho^2/2$; ρ' , ρ — радиальные координаты точек острия и пластины в цилиндрической системе координат.

Вычисляя интегралы по t и t' , получим выражение для силы

$$F = -\frac{3}{2} \pi C \left\{ \frac{R}{3d^2} + \frac{L^2}{3d^2} - \int_a^{a+H} dz \times \right. \\ \left. \times \frac{[L^2 + z^2 + 2R(z-d)][L^2 + 2R(z-d)] - 8L^2R(z-d)}{z^4 \sqrt{(L^2 + z^2 + 2R(z-d))^2 - 8L^2R(z-d)}} \right\}. \quad (12)$$

Легко убедиться, что при $\sqrt{RH} \ll L$ данный результат переходит в (7).

Найти интеграл в формуле (12) аналитически не удастся, поэтому его значения получаем численно. График радиальной плотности силы, действующей

между пластиной и острием, условно показан на рис. 1 штриховой линией. Зависимость радиуса области L под острием, дающей 70 % вклада в силу, от d приведена на рис. 2 при различных значениях R (1 — 200, 2 — 100, 3 — 50, 4 — 25, 5 — 5 Å; d отложено в логарифмическом масштабе). Например, при $R=5$ Å, $d=4$ Å имеем $L=10$ Å.

Отметим, что для вычисления продольного разрешения АСМ не требуется знание константы C , так что примененный метод его определения является точным.

Разрешение АСМ по нормали к поверхности определяется минимальным перемещением Δd_{\min} , которое может зарегистрировать датчик, преобразующий изменение расстояния Δd между поверхностью и острием, закрепленном на пружине, в электрический сигнал. Среди таких устройств наибольшей чувствительностью обладают параметрические емкостные и оптические датчики [18]. Минимальное Δd , регистрируемое этими датчиками, можно получить из условия обнаружения смещения [19], основанного на соотношении Мэнли—Роу с учетом флуктуаций, действующих на механический осциллятор (пружину с зондирующим острием)

$$\Delta d_{\min} = \sqrt{\frac{\kappa T_N + \frac{\hbar \omega_0}{2} \operatorname{cth} \frac{\hbar \omega_0}{\kappa T_0}}{K_\mu \omega_\mu \omega_0}} + \sqrt{\frac{4\kappa T_\mu K_\mu}{Q_\mu \omega_\mu \tau}}. \quad (13)$$

Здесь K_μ — жесткость механической пружины с острием, ω_μ — ее резонансная частота, Q_μ — ее добротность, T_μ — эффективная температура пружины, κ — постоянная Больцмана, ω_0 — частота электромагнитных колебаний накачки емкостного преобразователя, T_0 — его физическая температура, T_N — шумовая температура приемного устройства преобразователя, $\Delta f \sim 1/\tau$ полоса частот приемного устройства. Для реальных параметров АСМ с емкостным преобразователем: $K_\mu \sim 10$ Н/м, $\omega_\mu \sim 10^5$ рад/с, $Q_\mu \sim 10^3$, $\tau \sim 10^{-3}$ с, $T_0 \sim T_N \sim T_\mu \sim 10^3$ К, $\omega_0 \sim 10^9$ рад/с, так что в результате получаем оценку $\Delta d_{\min} \approx 0.02$ Å.

2. Зависимость силы от расстояния и пространственное разрешение. Эксперимент

Экспериментальное исследование пространственного разрешения и силового взаимодействия между острием и поверхностью твердого тела производилось на модели сканирующего атомного силового микроскопа [4], схематически представленного на рис. 3. Сила $F(d)$, действующая между диэлектрическим острием 1 и поверхностью 3, вызывает отклонение кронштейна 4, имеющего жесткость K_μ . Отклонение регистрировалось с помощью датчика перемещений по изменению туннельного тока J_T , протекающего между иглой 5 и кронштейном. Вариации d , преобразованные в электрический сигнал обратной связи, управляют перемещением образца, удерживая его поверхность при помощи пьезоманипулятора 2 на расстоянии z от острия в процессе сканирования. Зондирующее острие, изготовленное из монокристалла лейкосапфира, закреплено на металлизированном кронштейне длиной ≈ 1 мм и диаметром 30 мкм. Жесткость данной системы $K_\mu \approx 30$ Н/м, частота собственных колебаний $\omega_\mu \approx 9 \times 10^3$ рад/с и добротность $Q_\mu \approx 250$. В этой схеме туннельный датчик перемещений позволял регистрировать величину $\Delta d \leq 0.1$ Å, что дает возможность об-

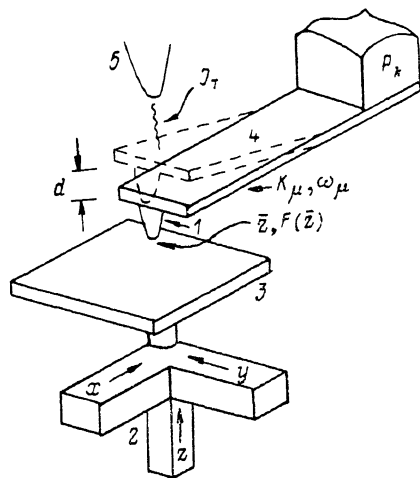


Рис. 3. Схема сканирующего атомного силового микроскопа.

наруживать вариации силы на уровне $2-3 \cdot 10^{-10}$ Н, т. е. много больше, чем сила, связанная с наличием тепловых флуктуаций ($\sim 5 \cdot 10^{-12}$ Н).

С помощью АСМ была исследована структура поверхности монокристалла Al_2O_3 . На рис. 4 приведены записи, характеризующие зависимость продольного разрешения L атомного силового микроскопа от расстояния d между острием и поверхностью. На нем показано изображение рельефа одного и того же участка поверхности, полученное с помощью АСМ для трех расстояний d . С целью определения продольного разрешения был выбран участок рельефа, имеющий ярко выраженную ступенчатую структуру на поверхности монокристалла Al_2O_3 . Каждая запись получена при однократном сканировании вдоль поверхности со скоростью $v \sim 3 \cdot 10^2$ Å/с. На рис. 4 представлено монотонное уменьшение продольного разрешения по мере увеличения расстояния от острия до поверхности. Наилучшее продольное разрешение было достигнуто при минимальном расстоянии $d_{\min} \simeq 4$ Å. Изменение расстояния d производилось вспо-

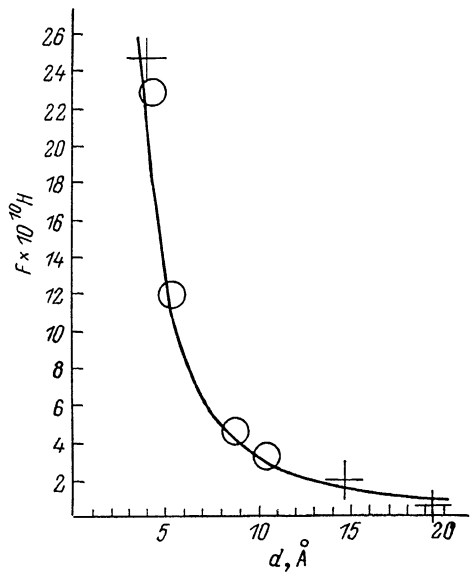
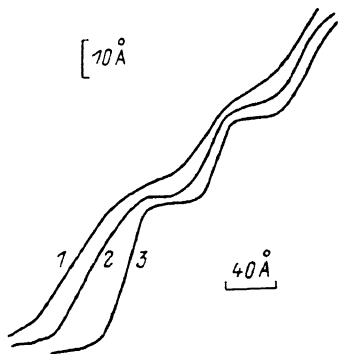


Рис. 4. Зависимость изображения рельефа поверхности монокристалла Al_2O_3 от расстояния d . d , Å: 1 — 11, 2 — 6, 3 — 4.

Рис. 5. Зависимость силы, действующей между острием и поверхностью, от расстояния d . Сплошные линии — теория, крестики и кружки — результаты двух серий измерений.

могательным пьезокерамическим стержнем (рис. 3) и задавалось величиной подаваемого на него напряжения. Расстояние отсчитывалось от точки «механического» контакта между острием и поверхностью. Основную ошибку в измерение величины d на малых расстояниях вносило наличие адсорбированного слоя, который затруднял определение момента соприкосновения острия с поверхностью и соответствующего этому моменту начального положения острия, по отношению к которому отсчитывалось d . Из полученных записей рельефа была оценена экспериментальная зависимость продольного разрешения L от расстояния d . Величина L определялась по «размытию» изображения ступенчатой структуры рельефа поверхности. При этом предполагалось, что радиус закругления истинного края ступени меньше радиуса ее изображения, полученного с помощью АСМ. Измеренные величины L с учетом ошибки для трех значений d показаны крестиками на рис. 2. Минимальная регистрируемая величина Δd в наших экспериментах была ограничена сейсмическими и электрическими помехами. В дневное время она составляла ≤ 1 Å, а в ночное время суток уменьшалась на порядок величины. С целью изучения силового взаимодействия острия с поверхностью были проведены измерения зависимости силы F , действующей между ними, от расстояния d . Для этого регистрировалось отклонение кронштейна Δd . Исследования были проведены для нескольких расстояний d . На рис. 5 показаны экспериментальные значения силы F при разных d . Основная ошибка при измерении $F(d)$ была вызвана неоднозначностью определения

начального расстояния между острием и поверхностью. Из рисунка видно, что полученные экспериментальные значения $F(d)$ в пределах ошибки измерения хорошо укладываются на теоретическую кривую (8).

3. Обсуждение результатов

Сопоставление экспериментально полученных значений продольного разрешения АСМ с результатами теоретического расчета (рис. 2) показывает достаточно хорошее совпадение этих величин. Полученные в эксперименте данные позволяют оценить (с помощью рис. 2) значение среднего радиуса кривизны острия R . Он оказывается лежащим в интервале $50 \leq R \leq 170 \text{ \AA}$. Следует отметить, что такая оценка значения R не зависит от величины константы C (см. (5)). Это является достоинством подобного определения R , так как в значениях константы C , приводимых в литературе, наблюдается заметная несогласованность [16, 17].

Как уже отмечено выше, полученные экспериментальные значения для силы хорошо укладываются на теоретическую кривую (рис. 5). Найденное по формуле (8) произведение константы C и радиуса кривизны острия R принадлежит интервалу $0.5 \cdot 10^{-18} \leq CR \leq 1.5 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} \cdot \text{А}$. Теоретическая кривая проведена со средним значением $CR \approx 1 \cdot 10^{-18} \text{ Дж} \cdot \text{А}$. Используя значение константы C для системы сапфир—сапфир [16] $C \approx 1 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}$, получим интервал значений радиуса кривизны острия $50 \leq R \leq 150 \text{ \AA}$. Сравнивая данный интервал с полученным ранее (из анализа разрешения АСМ), видим, что теоретические предсказания хорошо согласуются с данными эксперимента. Это дает возможность оценивать основные характеристики АСМ.

В заключение отметим некоторые возможности применения АСМ в прикладных и фундаментальных исследованиях. Этот метод может широко использоваться для решения многих задач физики поверхности и микроэлектроники, где требуется производить детальный анализ локальных микроскопических характеристик поверхности диэлектриков, включая распределение микро неоднородностей, заряженных и нейтральных дефектов, а также межатомных взаимодействий при исследовании поверхностных химических реакций и биологических объектов.

Как показано в [20–22], запаздывающие силы Ван дер Ваальса между близко расположенными твердыми телами чрезвычайно чувствительны к значениям параметра нарушения суперсимметрии, масс гипотетических легких частиц и констант дальнедействующих сил. В частности, в [21, 22] из измерений сил Казимира между плоской поверхностью и сферической линзой получены наилучшие ограничения на константы сил, убывающих по степенному закону с $n = 3, 4$. Это означает, что в принципе прибор типа АСМ, работающий в диапазоне расстояний $d \leq 1 \text{ мкм}$, может использоваться не только при исследовании поверхности твердых тел, но и для уточнения значений новых гипотетических физических констант теории фундаментальных взаимодействий.

Авторы благодарят Л. В. Келдыша за поддержку работы и Г. И. Салистру за стимулирующие дискуссии.

Список литературы

- [1] Binnig G., Quate C. F., Gerber Ch. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. N 9. P. 930–933.
- [2] Martin Y., Williams C., Wickramasinghe H. K. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. N 6. P. 4723–4728.
- [3] Albrecht T. R., Quate C. F. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 7. P. 2599–2602.
- [4] Васильев С. И., Леонов В. Б., Моисеев Ю. Н., Панов В. И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 727–731.
- [5] Binnig G., Rohrer H. // Helv. Phys. Acta. 1982. Vol. 55. N 4. P. 726–729.
- [6] Quate C. F. // Phys. Today. 1986. Vol. 39. N 8. P. 26–33.
- [7] Васильев С. И., Леонов В. Б., Панов В. И. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 15. С. 937–941.
- [8] Луфищук Е. М., Путаевский Л. П. Статистическая физика. М.: Наука, 1978. Ч. 2. 447 с.
- [9] Balian R., Duplantier B. // Ann. Phys. 1978. Vol. 112. N 1. P. 165–208.
- [10] Harrison W. A. // Phys. Rev. B. 1981. Vol. 23. N 10. P. 5230–5245.
- [11] Бараш Ю. С., Гинзбург В. Л. // УФН, 1984. Т. 143. № 2. С. 345–390.

- [12] *Van Silfhout A.* // Phys. Chem. B. 1966. Vol. 33. N 2. P. 532—541.
[13] *Chan D., Richmond P.* // Proc. Roy. Soc. London. 1977. Vol. A353. N 1. P. 163—184.
[14] *Casimir H. B. G., Polder D.* // Phys. Rev. 1948. Vol. 73. N 1. P. 360—372.
[15] *Мостепаненко В. М., Соколов И. Ю.* // ДАН СССР. 1988. Т. 298. № 6. С. 1380—1383.
[16] *Krupp H., Schnabel W., Walter G.* // J. Coll. I. Sci. 1972. Vol. 39. N 2. P. 421—423.
[17] *Varnier F., Desrousseaux G., Carlan A.* // Appl. Surf. Sci. 1980. Vol. 5. N 3. P. 338—343.
[18] *Брагинский В. Б., Панов В. И., Попельнюк В. Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 8. С. 423—425.
[19] *Mihelson P. F., Taber R. C.* // Phys. Rev. D. 1984. Vol. 29. N 10. P. 2149—2157.
[20] *Кузьмин В. А., Ткачев Н. И., Шапошников М. Е.* // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. Вып. 1. С. 49—52.
[21] *Mostepanenko V. M., Sokolov I. Yu.* // Phys. Lett. 1987. Vol. 125. N. 8. P. 405—408.
[22] *Мостепаненко В. М., Соколов И. Ю.* // ЯФ. 1987. Т. 46. № 10. С. 1174—1180.

Государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Физический факультет
Москва

Поступило в Редакцию
30 ноября 1988 г.