1992 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 34, № 6

1992 SOLID STATE PHYSICS Vol. 34, N 6

УДК 539.219.3

ФАКТИЧЕСКАЯ ПЛОЩАДЬ КОНТАКТА НА КАРИАТИДНОЙ ГРАНИЦЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В. В. Мещеряков

Для решения дискретной контактной задачи использован механизм диффузионного разрушения ступеней поверхности. Площадь контакта определяется нагрузкой и макроскопическими характеристиками той составляющей контактной пары, у которой диффузионное перераспределение поверхностных атомов заключает формирование статической кариатидной границы раздела. Решение задачи не зависит от формы микро- и макрорельефа поверхности твердых тел. Для оценок площади контакта предложены эксперименты на атомно-силовом и туннельном микроскопах с мягкими остриями.

В описании соприкосновения твердых тел недостаточность задачи Герца следует из дискретности площади контакта, который осуществляется ограниченным набором поверхностных caryatides атомов. Их число, зависящее от внешней нагрузки, задает фактическую площадь контакта и, следовательно, в значительной мере определяет процессы трения и износа, контактной тепло- и электропроводности и др.

Многочисленные попытки решения задачи о фактической площади контакта основывались на феноменологическом подходе, и в настоящее время не имеется теоретических моделей, ограничивающих число взаимодействующих атомов соприкасающихся тел каким-либо механизмом.

Перспективной альтернативой в этом казались экспериментальные исследования с помощью туннельной и атомно-силовой микроскопии [1]. Однако и они пока что не привели к пониманию контактной задачи.

Рассмотрим механизм соприкосновения тел, основанный на диффузионном разрушении ступеней поверхности твердого тела, находящегося на статической абсолютно жесткой опоре. Допустим, что в произвольный момент времени процесса разрушения под контактной террасой находится статическая вакансия, объемное поле напряжений которой зададим дипольным тензором, имеющим вид векторной диады: $\mathbf{P}^{(0)} = \mathbf{f}_0 * \mathbf{r}_0$, где $\mathbf{f}_0$ и $\mathbf{r}_0$ — соответственно дипольная сила и плечо дипольной силы. Тогда, если к твердому телу, террасы которого расположены в плоскости xy, приложена внешняя сила N вдоль оси z, то диффузионное перераспределение атомов будет идти до тех пор, пока число оставшихся и упруго взаимодействующих с опорой атомов не станет равным $n = N/f_{0z}$.

При не слишком низких температурах перемещение атома в кристалле имеет классический характер. Поэтому элементарный диффузионный процесс должен быть представлен самосогласованным описанием динамики возмущения решетки кристалла и динамики движения атома [2]. Полагая, что на больших расстояниях от диффундирующего атома возмущение мало́, определим линейный отклик решетки в модели сплошной упругой среды

$$\rho \partial_t^2 s_i(\mathbf{r}, t) = H_{ik,mn} \partial_m \partial_n s_k(\mathbf{r}, t) + f_i(t)\, \delta(\mathbf{r}) - P_{in}(t)\, \partial_n \delta(\mathbf{r}). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{s}$ — вектор смещения решетки, ρ — плотность среды, $H_{ik,\ mn}$ — тензор Хуанга, $\mathbf{P}(t) = [\mathbf{f}_0 + \mathbf{f}(t)] * [\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}(t)]$ — динамическая силовая дипольная диада, временная зависимость которой определена моментами, обусловленными траекторией движения атома $\mathbf{r}(t)$ и точечной силой $\mathbf{f}(t)$. Траектория и ньютоновская сила связаны уравнением $\mathbf{f}(t) = m d_t^2 \mathbf{r}(t)$, где m — масса атомов.

Задавая кинематику аппроксимационного вида, содержащего неопределенные динамические параметры $\mathbf{f}_m$ и ω, вычисляя статический интеграл уравнений (1), например, в приближении $H_{ik,\ mn} = c_{44}\delta_{ik}\delta_{mn} + (c_{11} - c_{44})\,\delta_{ikmn}$ (δ_{ikmn} — некоторый тензор четвертого ранга) и анализируя условия статического равновесия кристалла, можно получить систему уравнений $\mathbf{f}_0\mathbf{r}_0 = c_{44}\Omega/K(\xi)$ и $\mathbf{f}_0 = \mathrm{m}\omega^2\mathbf{r}_0$, где Ω — атомный объем, $\xi = (c_{44}/c_{11})^{1/2}$, $K(\xi) = 1$, $K(\xi \to 0) = 3\xi^2$. Для сферически-симметричного упругого поля вакансии решение этой системы определяет силу $f_{oz} = mc_t\omega/K^{1/2}(\xi)$, где $c_t = = (c_{44}/\rho)^{1/2}$ — скорость распространения поперечных деформаций.

Решение уравнений (1) в приближении для волновой зоны приводит к полю смещений, имеющему вид суперпозиции монопольных и дипольных объемных и сдвиговых деформаций, убывающих по закону r^{-1}. Вычисление поглощенной за время π/ω энергии, идущей на увеличение кинетической энергии атома, дает величину $\omega \mathbf{f}_m^2/8c_{44}^{1/2}c_{11}^{1/2}c_t$, которая определяет частоту поглощения $\omega = = (16c_{44}c_l/m)^{1/3}$. Используя ω для вычисления f_{0z} и определяя фактическую площадь контакта соотношением $S_r = n\Omega^{2/3}$, получим

$$S_r = \frac{NK^{1/2}(\xi)}{16^{1/3}c_{11}\xi^{5/3}}. \qquad (2)$$

Примечательно, что в формулу (2) не вошли динамические параметры диффундирующего атома и плотность кристалла. Величина S_r определяется нагрузкой и макроскопическими упругими характеристиками той составляющей контактной пары, у которой диффузионное перераспределение поверхностных атомов заключает формирование статической кариатидной границы раздела. Решение задачи фактического контакта не зависит от формы микро- и макрорельефа поверхностей твердых тел.

Качественным подтверждением формулы (2) может служить эмпирическая формула Боудена и Тейбора [3] $S_r = N/p_т$, где $p_т$ — давление текучести более мягкого материала.

Для количественной проверки можно провести эксперимент на атомно-силовом микроскопе с острием, более мягким, чем материал опоры. Приготавливая n-атомные острия приложением нагрузки, можно попытаться получить возрастающую зависимость $N(z)$, где z — расстояние между опорой и меткой на держателе острия, содержащую резкие скачки силы при очередном диффузионном перемещении поверхностного атома.

Формула (2) справедлива, когда межатомные взаимодействия в твердом теле значительно превосходят взаимодействия между атомами твердого тела и опоры. Учет сил прямого электростатического и косвенного через электроны взаимодействий требует расширения постановки контактной задачи. Между тем имеет смысл провести силовой эксперимент с проводящими опорой и острием. Он может оказаться проще предыдущего: ступенчатую зависимость туннельного тока $I(N)$ можно получить, фиксируя приготовление n-атомных контактов $I_n(z)$.

В работе [4] одна из ступенек $I(N)$ зафиксирована. Скорее всего она связана с диффузионным перемещением либо поверхностного атома подложки, либо конечного атома острия. Зарегистрированные в работе [5] изменения изображения связаны авторами с изменяющимися состояниями острия, что также дает основание заподозрить диффузионную перестройку. Наконец, следует назвать работу

[6], где модельный расчет обоснованно утверждает о возможности атомного разрешения для острия из 20 и более атомов. Все это дает основание для осуществления туннельных экспериментов с n-атомными остриями.

Если же удастся совместить образование n-атомных контактов с одновременными измерениями экспоненциально сильных токов, то, проводя циклические нагружения острия, можно получить многослойную зависимость $I(z)$.

Вместе с вольт-амперными характеристиками соответствующих контактов эти зависимости помогут получить информацию о промежуточной области чисел кариатид, связанной и с переходом от n квантовых токов к одному макроскопическому и вообще с формированием макроскопических свойств границ раздела.

Список литературы

[1] Свистунов В. М., Белоголовский М. А., Дьяченко А. Н. // УФН. 1988. Т. 154. № 1. С. 153—160; Pool R. // Science. 1990. V. 247. N 4943. P. 634—636.
[2] Мещеряков В. В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 8. С. 2470—2472.
[3] Bowden F. P., Tabor D. // Proc. Roy. Soc.1939. V. 169. N 938. P. 391—413.
[4] Ishizaka T., Sugawara Y., Kumagai K., Morita S. // Jap. J. Appl. Phys. 1990. V. 29. N 7. P. 1196—1198.
[5] Yao J. E., Jiao Y. K. // J. Vac. Sci. and Technol. A. 1990. V. 8. N 1. P. 508—510.
[6] Snyder E. J., Eklund E. A., Williams R. S. // Surface Sci. 1990. V. 239. N 1—2. P. 487—492.

Московский институт
стали и сплавов

Поступило в Редакцию
24 декабря 1991 г.