

05;10;11;12

©1995

О МЕХАНИЗМЕ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ В СКАНИРУЮЩЕМ ТУННЕЛЬНОМ МИКРОСКОПЕ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА НАПРЯЖЕНИЯ

Г.Г.Владимиров, А.В.Дроздов, Л.М.Баскин

В последнее время интенсивно ведутся исследования воздействия на поверхность при помощи острий в сканирующем туннельном микроскопе с целью разработки методов создания элементов памяти сверхвысокой плотности. Один из способов изменения морфологии поверхности заключается в кратковременном повышении разности потенциалов между острием и поверхностью образца. Однако, несмотря на большое количество выполненных в этом направлении работ [1,2], механизм модификации поверхности импульсом напряжения до сих пор остается не понятым.

Исследования позволили установить ряд наиболее характерных особенностей процесса. Было показано, что в результате воздействия импульса напряжения в большинстве случаев образуются холмы сравнительно больших размеров: диаметр превышает 20 нм, высота порядка 1.0 нм. Однако в отдельных случаях наблюдается образование лунок. Установить условия, при которых появляются те или иные изменения поверхности, пока не удалось. Во всех случаях модификация происходит только при превышении амплитуды напряжения в импульсе некоторого порогового значения, составляющего 3.5–4.5 В. Попытки обнаружить какую-либо зависимость параметров возникающих неоднородностей от длительности импульса в пределах от 100 нс до нескольких секунд ни к чему не привели [3,4]. Пожалуй, наиболее любопытным является независимость результата воздействия импульса на поверхность от знака подаваемого напряжения. Такие особенности сделали весьма затруднительным объяснение механизма происходящих процессов.

В настоящее время существует несколько вариантов объяснения. В одном из них рассматривается возможность нагрева участка поверхности образца, расположенного под острием, протекающим при импульсе ток [5]. В другом предполагается, что происходит десорбция частиц сильным электрическим полем [6]. Однако в обоих случаях не удается непротиворечивым образом объяснить все особенности происходящих процессов.

F, В/мм

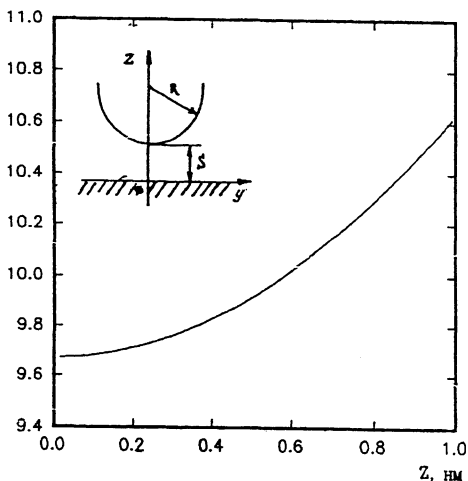


Рис. 1. Распределение напряженности электрического поля по нормали к поверхности вдоль оси симметрии z .

Нам представляется, что появление неоднородностей в результате воздействия импульсного напряжения может быть связано с повышением температуры острия T . Уже малых длительностей импульса напряжения и малых токов ($I = 10$ мкА) нагрева оказывается достаточно, чтобы за счет термического расширения привершинной области острия оно коснулось поверхности.

Ограничимся наиболее важным случаем, когда зазор между вершиной острия и плоскостью $s = 1$ нм существенно меньше радиуса острия R .

Численные расчеты для идеализированной системы показывают, что вблизи оси симметрии напряженность поля F у поверхности острия близка к напряженности поля у противоположной плоскости поверхности. В качестве примера на рис. 1 приведены зависимости $F(z)$, где z — координата по нормали к поверхности. С другой стороны, величина F достаточно быстро убывает при удалении от оси симметрии (рис. 2). Приближенно на плоскости эта зависимость может быть описана следующим выражением:

$$F = U(1 - y^2/2sR)/s, \quad (1)$$

где U — напряжение на промежутке, y — расстояние от оси симметрии. Сравнение с численным расчетом показывает, что точность приближенного выражения превышает 5%. Этого вполне достаточно для проведения дальнейших оценок.

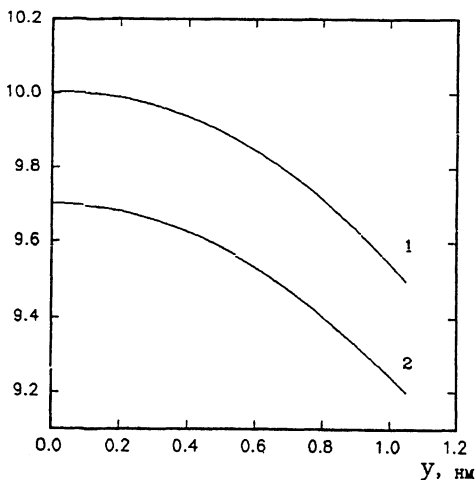


Рис. 2. Напряженность поля на плоскости вдоль оси y : 1 — численный расчет, 2 — получена с использованием уравнения (1).

Как показано в [7], заметный нагрев острия происходит при плотности тока $j = 10^7$ А/см². Проведенные вычисления в необходимой для достижения таких величин j области напряженности поля с использованием уравнения Фаулера–Нордгейма показали, что зависимость $j(F)$ может быть аппроксимирована следующим простым соотношением:

$$j = C_1 \exp(C_2 F), \quad (2)$$

где значения C_1 и C_2 зависят от работы выхода φ . Например, для $\varphi = 5.1$ эВ $C_1 = 1100$ А/см², $C_2 = 11.5 \cdot 10^{-8}$ см/В; для $\varphi = 4.0$ эВ $C_1 = 3000$ А/см², $C_2 = 15.0 \cdot 10^{-8}$ см/В.

Использование такой аппроксимации позволяет рассчитать величину полного тока:

$$I = 2\pi [C_1 s^2 R / (C_2 U)] \exp(C_2 U/s). \quad (3)$$

Следует еще раз подчеркнуть, что (3) справедливо только в области высоких ($> 10^7$ А/см²) плотностей тока и в узком интервале величин F . Легко убедиться, что при $\varphi = 4.0$ эВ, $s = 1$ нм, $R = 10$ нм и $U = 7$ В на вершине острия j достигает величины 10^8 А/см² при полном токе 6.4 мкА. Обращает на себя внимание малый размер эмиссионной области. В случае приведенных выше значений ее радиус не превышает 1.5 нм. В обычном автоэмиссионном случае при таких плотностях тока эта величина близка к

радиусу острия R . При изменении знака напряжения будет возникать эмиссионный ток с плоской поверхности. Следует отметить, что плотности тока и площади, с которых эмитируется ток, в обоих случаях приблизительно одинаковы.

Приведенные выше оценки позволяют рассмотреть тепловые режимы острия и поверхности. Как будет показано ниже, уже при нагреве на $\Delta T = 100$ К удлинение острия сравнимо с межэлектродным зазором, поэтому можно считать все элементы достаточно "холодными". В этом случае основным источником нагрева эмитирующей области является эффект Ноттингама. Участок поверхности, на который падают электроны, также нагревается за счет мощности, выделяемой при электронной бомбардировке IU . Все эти источники энергии можно считать поверхностными при тех больших временах, которые реализуются в экспериментах, поскольку глубина нагревания $L = (\chi t)^{1/2}$ значительно превышает размеры области энерговыделения (χ — коэффициент температуропроводности).

Температура острия достаточно сильно зависит от формы его привершинной области. Для оценок положим, что на длине, большей L , острие имеет форму цилиндра радиусом R . Учитывая, что при комнатных температурах эмиссия каждого электрона приводит к выделению энергии

$$\delta\varepsilon = 9.76 \cdot 10^{-9} F/\varphi^{1/2} \text{ (эВ)},$$

легко оценить повышение температуры в области толщиной L :

$$\Delta T = I\Delta\varepsilon t^{1/2} / (\varepsilon\pi R^2 \rho C \chi^{1/2}),$$

где C — удельная теплоемкость, ρ — плотность материала острия. Для $\varphi = 4.0$ эВ, $I = 10$ мкА ($F = 8 \times 10^7$ В/см), $\chi = 0.4$ см²/с получаем в случае вольфрама $\Delta T = 10^5 t^{1/2}$ (при $t = 10^{-7}$ с $\Delta T \sim 35$ К). Удлинение острия

$$\Delta z = \alpha t I \Delta\varepsilon / (\varepsilon\pi\rho R^2 C) = 0.12 \text{ нм}$$

пропорционально времени (α — коэффициент линейного расширения).

Отметим, что даже незначительное удлинение острия приводит к усилению поля на его вершине ввиду малости начальной величины s , резкому увеличению тока эмиссии и скорости нагрева. С учетом этого обстоятельства процесс приобретает лавинообразный характер. Очевидно, что в нашем случае при токе $I \sim 10$ мкА, что существенно ниже экспериментально наблюдаемых величин [8,9], за время ~ 100 нс острие упрется в подложку.

Нагревание подложки в этом режиме пренебрежимо мало. Действительно, выделяемая за время t энергия IUt распределяется в полусфере радиусом порядка L , что приводит к повышению температуры на величину

$$\Delta T = 3IUt / \left[2\pi\rho C(\chi t)^{3/2} \right].$$

При наших условиях ($I = 10$ мкА, $U = 7$ В, $t = 100$ нс) $\Delta T = 0.1$ К.

Рассмотрим теперь случай обратной полярности, когда на острие подается плюс. При этом эмиссия электронов идет с плоскости на острие. Нагрев самой плоскости за счет эффекта Ноттингама пренебрежимо мал. Однако электроны, приходящие на острие, сильно нагревают его. Соответствующее изменение температуры

$$\Delta T = IUt / \left[\pi\rho CR^2(\chi t)^{1/2} \right].$$

Так как глубина прогрева L по-прежнему пропорциональна $t^{1/2}$, то удлинение острия — t . Однако скорость нагрева острия и его удлинение заметно (в $U/\Delta\varepsilon$ раз) больше, чем в случае эмиссии с острия.

Таким образом, можно представить себе следующий механизм образования неоднородностей на поверхности образцов. Уже в начальный момент импульса величина тока эмиссии достигает критического значения, начиная с которого происходит существенное увеличение T на вершине острия. Это вызывает сокращение вакуумного промежутка, возрастание напряженности поля и дальнейшее увеличение тока. В конечном итоге это приводит к смыканию вакуумного промежутка, а в предельном случае возможно даже вдавливание острия в образец. В дальнейшем, поскольку обычно обратная связь в таких экспериментах не отключается, спустя 1–10 мкс начинается отвод острия от поверхности. Она заканчивается разрывом образовавшегося мостика, если имеется хорошая адгезия между острием и поверхностью образца, или на поверхности остается лунка, если связь между ними слабая. Результат воздействия будет зависеть от масштаба процесса, который определяется рядом причин: формой вершины острия, начальным расстоянием, смачиваемостью острия материалом подложки, формой импульса напряжения, характеристиками тракта обратной связи.

Список литературы

- [1] *Shedd Y.M., Russell P.E.* // *Nanotechnology*. 1990. N 1. P. 67.
- [2] *Владимиров Г.Г., Грязев А.Л.* // *Вестник СПбУ. Сер. 4. Физика, химия*. Вып. 1. С. 24–40.
- [3] *Moriarty P., Hughes G.* // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 60 (19). P. 2338–2340.
- [4] *Ostom R.M., Tanenbaum D.M., Gallagher A.* // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 61 (8). P. 925–927.
- [5] *Marella P.F., Pease R.F.* // *Appl. Phys. Lett.* 1989. V. 55 (22). P. 2366–2367.
- [6] *Chang C.S., Su W.B., Tsong T.T.* // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 72 (4).
- [7] *Глазанов Д.В., Баскин Л.М., Фурсей Г.Н.* // *ЖТФ*. 1989. Т. 59. № 5. С. 60–68.
- [8] *Pascual J.I., Méndez J., Gómer-Herrero J., Baró A.M., Garsía N., Vu Thien Binh* // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71 (12). P. 1852–1855.
- [9] *Tsukasa Abe, Kazuhiro Hane, Shigeru Okuma* // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 75 (2). P. 1228–1230.

Санкт-Петербургский
государственный университет,
Институт физики
Санкт-Петербургский
государственный университет
телекоммуникаций

Поступило в Редакцию
24 февраля 1995 г.

