

11

©1994 г.

ЭФФЕКТ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ТУННЕЛЬНОГО ЗАЗОРА СТМ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ В ЭМИССИОННОМ РЕЖИМЕ

В.М.Мордвинцев, В.Л.Левин

Предложена модель поведения туннельного зазора сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), работающего в эмиссионном режиме, при наличии на образце относительно толстой диэлектрической пленки. Модель, в частности, предсказывает эффект переключения величины туннельного зазора СТМ, управляемый напряжением на зонде. Соответствующее критическое напряжение зависит от толщины диэлектрической пленки. Наличие эффекта переключения подтверждено экспериментально с помощью СТМ, работающего на воздухе, для диэлектрического слоя адсорбата, существующего на металлической поверхности в естественных условиях. Сравнение экспериментальных данных с моделью позволило получить оценки физических величин, характеризующих состояние туннельного зазора, в том числе толщину и относительную диэлектрическую проницаемость адсорбированного слоя. Показана возможность разработки методики диагностирования с помощью СТМ, работающего в эмиссионном режиме, адсорбированных слоев, находящихся в равновесии с газовой фазой при высоких давлениях.

Введение

Сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), изобретенный Биннигом и Рорером [1] в 1981 г., в настоящее время применяется при исследовании самых различных объектов. Стремление получить максимальное пространственное разрешение приводит к тому, что, как правило, СТМ работает в туннельном режиме, т.е. при малых расстояниях зонд-образец (туннельных зазорах) и низких напряжений на зонде. Естественно, что требования к электропроводности образца ограничивают при этом толщины исследуемых непроводящих объектов. Поэтому в подавляющем числе случаев эксперименты выполняются с поверхностями образцов, обладающих хорошей проводимостью, либо с тонкими адсорбированными слоями на таких поверхностях.

В то же время иногда возникают ситуации, когда в туннельном зазоре оказываются достаточно толстые диэлектрические пленки. Так, в [2] с помощью СТМ исследовалась пленка жидкокристаллического холестерического полимера гребнеобразного типа, т.е. органического

диэлектрика толщиной около 6.6 нм. Другим типичным примером такой ситуации являются попытки экспонировать с помощью СТМ тонкие слои резиста, в качестве которых служат органические пленки различных составов [3,4]. Поскольку после экспонирования и проявления эти органические слои должны служить маской для травления лежащего под ней материала, то они не могут быть слишком тонкими. Практически используют толщины более 10 нм. Естественно, что при этом СТМ работает в эмиссионном режиме, а вопрос о влиянии диэлектрической пленки на поведение прибора становится принципиальным из-за необходимости управления им и анализа получаемых данных.

В настоящей работе проведен последовательный анализ поведения туннельного зазора при наличии в нем диэлектрического слоя для эмиссионного режима работы СТМ. Предложенная модель предсказывает эффект переключения величины туннельного зазора (т.е. резкое изменение величины зазора при выполнении некоторого критического условия) в такой системе, что подтверждало экспериментально на толстых слоях адсорбата.

Модель

В обычном режиме работы СТМ [5] туннельный зазор включен в цепь обратной связи прибора, которая за счет перемещения зонда обеспечивает поддержание постоянным заданного значения туннельного тока. Будем считать, что диэлектрическая пленка, находящаяся на плоской проводящей поверхности образца (рис. 1), обладает твердостью, значительно меньшей твердости материала зонда. Такая ситуация имеет место, в частности, для широкого круга твердых органических и жидких диэлектриков. При больших толщинах диэлектрической пленки зонд СТМ стабилизируется на таком расстоянии от проводящей поверхности, что острие зонда может внедряться в материал пленки. Из-за высокой жесткости конструкции СТМ механического усилия, прикладываемаемого к игле, достаточно для проникновения ее практически на любую глубину в диэлектрик, при этом острие иглы не будет механически повреждаться.

В данной модели мы будем рассматривать только эмиссионный режим работы СТМ. На рис. 2 приведены диаграммы туннельного зазора с диэлектрической пленкой толщиной l на образце при напряжении

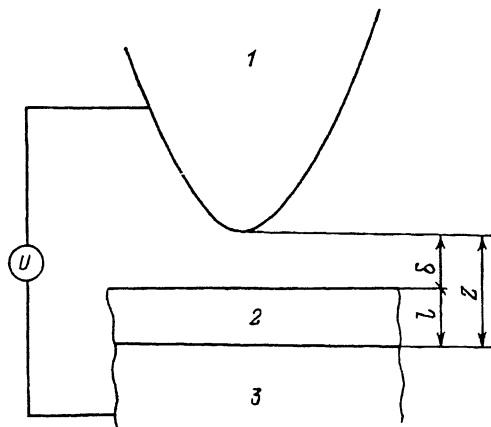


Рис. 1. Схема исследуемой системы "туннельный зазор СТМ с диэлектрической пленкой".

1 — зонд СТМ,
2 — диэлектрическая пленка,
3 — образец.

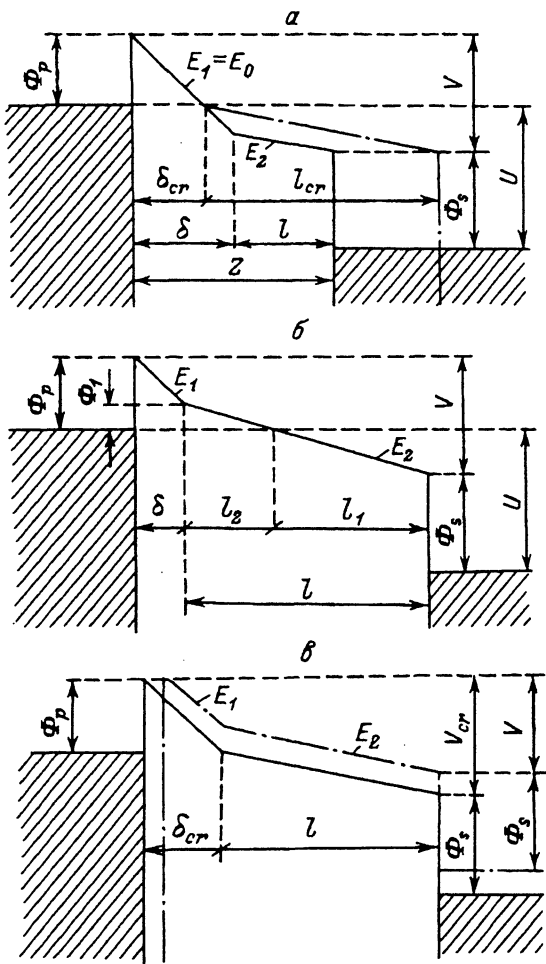


Рис. 2. Потенциальные диаграммы туннельного зазора.
 а — при наличии на образце диэлектрической пленки толщиной $l \leq l_{cr}$,
 б — при наличии на образце диэлектрической пленки толщиной $l > l_{cr}$,
 в — при напряжениях $V \leq V_{cr}$.

смещения зонда U и работах выхода из зонда и подложки соответственно Φ_p и Φ_s (в вольтах). Определения используемых величин ясны из рис. 1 и 2. Напряжения U и V связаны соотношением

$$V = U + \Phi_p - \Phi_s. \quad (1)$$

Эмиссионному режиму соответствует условие $U > \Phi_s$, при этом электроны, туннелируя через потенциальный барьер, попадают в область зазора. Туннельный ток можно записать в виде [6]

$$I_t = A\Phi_a \exp\left(-Bd\Phi_a^{1/2}\right), \quad (2)$$

где Φ_a — средняя высота барьера на уровне Ферми зонда, d — ширина барьера, A и B — в первом приближении константы.

Для случая отсутствия диэлектрической пленки ($l = 0$) $\Phi_{cr} = \Phi_p/2$, а $d = \Phi_p/E_0$, где E_0 — напряженность электрического поля для зазора

однородного по диэлектрической проницаемости. Тогда

$$I_t = I_0 \exp\left(-B' \Phi_p^{3/2} / E_0\right), \quad (3)$$

где I_0 и B' — константы (относительно слабой зависимостью I_0 от Φ_a можно пренебречь), т.е. ток зависит только от величины напряженности поля вблизи поверхности зонда. В нашем случае

$$E_0 = V/Z_0, \quad (4)$$

где Z_0 — величина туннельного зазора при $l = 0$.

Это означает, что принимается условие однородности поля в пределах эмиттирующего участка поверхности, что эквивалентно условию $z_0 \ll r$, где r — радиус кривизны острия зонда. Практически это часто выполняется, поскольку типичные значения $r \sim 50$ нм и более. Таким образом, принятое допущение позволяет использовать одномерную модель. Если при работе СТМ стабилизируется туннельный ток I_t , то и $E_0 = E_0(I_t)$ остается постоянной в ходе всего эксперимента. В силу (4) Z_0 линейно зависит от напряжения на туннельном зазоре U . Соответствующая зависимость неоднократно наблюдалась экспериментально в условиях высокого вакуума [7].

На рис. 2,а приведена потенциальная диаграмма при наличии в зазоре диэлектрической пленки толщиной меньше некоторой l_{cr} . Не будем пока учитывать скачек потенциала на границе свободный зазор — диэлектрическая пленка, который равен сродству к электрону материала диэлектрика (его учет приведет к нелинейности, которая практически никак не скажется на качественных выводах модели). Следует отметить также, что потенциальные диаграммы на рис. 2 представлены без учета сил изображения, действующих на удаляющиеся от поверхности металла электроны [6], которые приводят к значительному искажению формы потенциального барьера на расстояниях приблизительно до 0.5 нм от поверхности проводника. Однако рассматриваемая задача решается для достаточно больших величин туннельного зазора, характерных для эмиссионного режима, и, кроме того, поскольку выполняется условие постоянства туннельного тока, то важно лишь изменение формы потенциального барьера при различных напряжениях на образце, которые слабо меняют ход потенциальной кривой вблизи поверхности раздела. Это означает, что в таких условиях истинную форму потенциала сил изображения можно не учитывать и треугольная аппроксимация является вполне приемлемой.

Целью решения задачи является определение равновесного значения свободного зазора δ , а также зазора Z в зависимости от изменения величин U и l в условиях стабилизации туннельного тока. Считаем, что пленка представляет собой идеальный диэлектрик, а ток через структуру лимитируется туннелированием через потенциальный барьер вблизи зонда. Такой объект будет описываться следующей системой уравнений:

$$E_1 \delta + E_2 l = V, \quad E_1 = \varepsilon E_2, \quad E_1 = E_0, \quad (5)$$

где E_1 и E_2 — напряженности поля на соответствующих участках туннельного зазора, ε — относительная диэлектрическая проницаемость материала пленки.

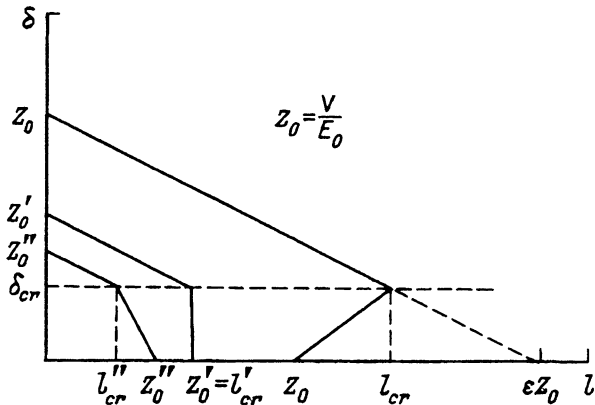


Рис. 3. Теоретические зависимости величины свободного зазора δ от толщины l диэлектрической пленки.

Последнее равенство следует из условия постоянства туннельного тока при изменении l , в том числе и до значения $l = 0$. Решение этой системы уравнений дает

$$\delta = \frac{V}{E_0} - \frac{l}{\epsilon}. \quad (6)$$

В координатах (δ, l) эта зависимость представлена (рис. 3) прямой, отсекающей на оси l отрезок ϵZ_0 . Следует обратить внимание на то, что при появлении на подложке диэлектрической пленки значение стабилизируемого зазора Z при том же туннельном токе увеличивается на величину $l(\epsilon - 1)/\epsilon$, т.е. диапазон равновесных значений зазора расширяется.

Однако уравнение (6) не описывает поведение туннельного зазора СТМ с диэлектрической пленкой при всех значениях l . Как видно из рис. 2, а, с ростом l достигается критическое положение (показано штрихпунктиром), после которого начинает меняться форма барьера для туннелирующих электронов. В критической точке

$$\delta_{cr} = \Phi_p/E_0, \quad l_{cr} = \epsilon(V - \Phi_p)/E_0. \quad (7)$$

При $l > l_{cr}$ система уравнения (5) перестает быть справедливой, потенциальная диаграмма для этого случая показана на рис. 2, б. Барьер для туннелирующих электронов здесь состоит из двух участков δ и l_2 с различными напряженностями поля. Подставив среднюю высоту такого барьера в (2), можно получить выражение для условия постоянства туннельного тока. Однако такой путь приводит к нелинейному алгебраическому уравнению. С целью линеаризации решения (это необходимо для простоты получения оценок параметров модели на этапе качественного ее рассмотрения) принимаем следующее упрощающее допущение. Считаем, что условие стабилизации туннельного тока при $l > l_{cr}$ эквивалентно постоянству ширины составного барьера на рис. 2, б.

$$\delta + l_2 = \delta_{cr}. \quad (8)$$

Такое приближение выполняется точно в крайних точках $l_2 = 0$ и $\delta = 0$ и завывает прозрачность барьера в остальных положениях. При этом основные особенности поведения системы "туннельный зазор с

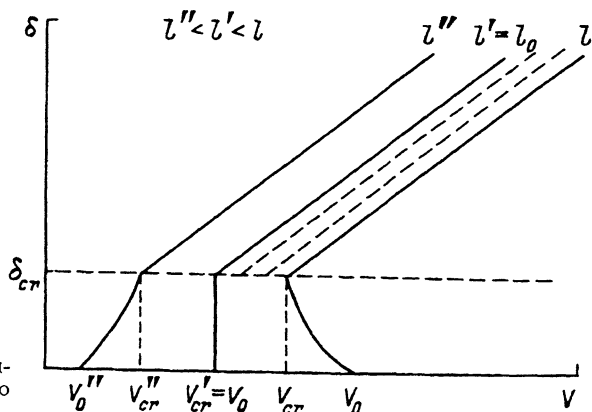


Рис. 4. Теоретические зависимости величины свободного зазора δ от напряжения V .

диэлектрической пленкой" не будут потеряны. Решение соответствующей системы уравнений дает линейную зависимость δ от l :

$$\delta = \frac{(l - Z_0)}{[\gamma(\varepsilon - 1) - \varepsilon]}, \quad (9)$$

где $\gamma = V/\Phi_p$.

На рис. 3 показаны получающиеся из (6) и (9) кривые $\delta(l)$ при различных значениях напряжения на зонде V , соответствующих различным Z_0 . Для малых V (значение Z_0'') с ростом l при критической толщине диэлектрика (см. (7)) происходит просто изменение наклона прямой. При $l > l_{cr}$ свободный зазор уменьшается быстрее, чем на начальном участке, и становится равным нулю точно при равенстве $l = Z_0''$. Таким образом, когда с ростом l зонд упирается в диэлектрическую пленку, зазор оказывается равным величине, соответствующей однородному по ε материалу в зазоре (Z_0 не зависит от ε , а определяется только напряженностью поля). С дальнейшим ростом l зазор не меняется, т.е. происходит вдавливание иглы зонда в материал диэлектрика. На рис. 4 приведено семейство зависимостей $\delta(V)$ для различных толщин диэлектрической пленки. При малых l также имеем непрерывное изменение δ . Перегиб кривой происходит при критическом значении на зонде, определяемом из (7),

$$V_{cr} = \frac{lE_0}{\varepsilon} + \Phi_p, \quad (10)$$

при подстановке $l = l''$ δ становится равным 0 в точке $V_0'' = E_0 l''$, а на участке от V_0'' до V_{cr}'' величина $\delta(V)$ монотонно уменьшается.

Качественно по-иному ведет себя зазор в случае больших V и l (значение Z_0 на рис. 3). При $l > l_{cr}$ (9) не имеет физически значимых решений, поскольку становятся отрицательными некоторые величины, в частности l_2 , которые принципиально должны быть положительными. На рис. 4 этой ситуации соответствует крайняя правая зависимость и критическое напряжение на зонде V_{cr} . Кривые имеют вид, характерный для возникновения неустойчивости. Как легко показать, зонд при этом будет приближаться к поверхности диэлектрической пленки и

вдавливаться в нее до достижения величины зазора, равной Z_0 (рис. 3), т.е. в критической точке, определяемой выражением (10), должен наблюдаться эффект переключения величины туннельного зазора. Причем такой характер ее поведения не связан с допущением (8), а имеет более общие причины. На рис. 2, в приведена потенциальная диаграмма, поясняющая механизм этого явления. С уменьшением напряжения на зонде V при заданной толщине пленки достигается критическое значение V_{cr} , т.е. реализуется ситуация, которой на рис. 2, в соответствует сплошная линия. При дальнейшем уменьшении V (штрихпунктир на рис. 2, в) должны уменьшиться и наклоны обеих прямых, соответствующие напряженностям поля E_1 и E_2 , поскольку они связаны друг с другом с соотношением $E_1 = \varepsilon E_2$. Но это означает увеличение ширины барьера при сохранении его высоты, уменьшение туннельного тока I_t , а значит, приближение зонда к проводящей поверхности образца до того момента, пока I_t не станет равным стабилизируемому значению. Таким образом, при достаточно больших значениях l и V существует область запрещенных значений δ (от Φ_p/E_0 до 0), которые по достижении критического условия (10) система “проскакивает” и стабилизируется при величине зазора Z_0 . Физической причиной появления этой неустойчивости является жесткость связи величин E_1 и E_2 при соотношении $E_2 < E_1$, что приводит к увеличению ширины барьера для туннелирующих электронов при приближении зонда к поверхности образца. С дальнейшим уменьшением V зазор Z_0 уменьшается в соответствии с (4).

Еще одна особая точка определяется равенством нулю знаменателя в (9), что дает определенную величину V

$$V_0 = \frac{\varepsilon \Phi_p}{(\varepsilon - 1)}. \quad (11)$$

При этом оказывается равным нулю и числитель (9), поскольку после вдавливания зонда в диэлектрическую пленку l перестает быть независимой величиной $l = Z_0(V)$. В этой особой точке

$$l' = l_0 = \frac{\varepsilon \Phi_p}{(\varepsilon - 1)E_0} \quad (12)$$

и возникает ситуация, показанная на рис. 3 и 4 средними линиями из семейств. Т.е. любое значение δ является решением уравнения (9). Зонд СТМ при этом как бы “не знает” какое положение занять, системе “туннельный зазор с диэлектрической пленкой” становится безразлична величина зазора. Поведение реальной системы вблизи такой точки может определяться некоторым иным, более тонким механизмом, который не учитывается в предлагаемой модели. Поэтому неустойчивость, которая должна наблюдаться около напряжения V_0 , может иметь другой характер, чем при V_{cr} .

Таким образом, предложенная модель предсказывает определенный характер поведения системы “туннельный зазор СТМ с диэлектрической пленкой” в зависимости от напряжения на зонде, в том числе эффект переключения при V_{cr} и некоторую особенность при V_0 .

Эксперименты выполнялись на СТМ [8], работающем на воздухе. Основной отличительной чертой его является применение электромагнитного сканера (частота первого механического резонанса около 560 Гц), в остальном прибор имеет традиционную схему. С учетом высокого уровня шумов, наблюдавшегося в эмиссионном режиме на воздухе, и тепловых дрейфов прибора эксперимент был организован следующим образом. СТМ работал в режиме стабилизации туннельного тока. Измерялась разность координат положения зонда после прыжка напряжения на нем с 10 В до заданного значения U , причем один цикл измерений включал следующие операции. Зонд выдерживался 2 с при напряжении на нем 10 В, далее выполнялось несколько замеров координаты зонда Z_{10} через 3 мс; значения Z усреднялись. Напряжение скачком уменьшалось до заданного U , и после выдержки 200 мс, которая необходима для того, чтобы в системе завершились переходные процессы, выполнялись замеры новой координаты Z_U . После этого процесс повторялся. Таким образом, получалась одна пара значений U и $\Delta Z = Z_{10} - Z_U$. Для каждого U измерялось несколько значений ΔZ , они усреднялись и вычислялись средние квадратичные отклонения σ . Такая методика эксперимента позволяла избежать применения специальных технических мер борьбы с тепловыми дрейфами. Прибор оснащен ЭВМ типа IBM PC, весь эксперимент автоматизирован.

В качестве зонда использовалось вольфрамовое острие, полученное из проволоки диаметром 0.5 мм электрохимическим травлением. Острие искусственно затуплялось, чтобы заведомо обеспечить условие однородного электрического поля в зазоре (см. выражения (4)).

В качестве образцов служили тонкие пленки сплава W-Ti (10 % Ti) толщиной около 50 нм, напыленные ионно-плазменным распылением на кремниевые пластины. Применение такого материала позволило создать на поверхности образца условия, аналогичные условиям на зонде, и обеспечить высокую проводимость образца за счет проводимости естественного окисла вольфрама. Эксперимент проводился на воздухе в стандартных условиях обеспыленных помещений.

Результаты и обсуждение

Поскольку экспериментально измерялись величины ΔZ и U , а не δ и V , для которых построены зависимости рис. 4, необходимо вернуться к модели, чтобы уточнить вид теоретической кривой в новых координатах. Связь величин U и V дается выражением (1) и не вносит заметных корректив в характер искомой кривой. Далее необходимо учесть, что $Z = \delta + l$ при $U > U_{cr}$ и $Z = Z_0$ при $U < U_{cr}$.

Тогда зависимость $\Delta Z(U)$ при условии достаточно больших толщин диэлектрической пленки будет иметь вид, показанный на рис. 5 (ось Z направлена от поверхности образца наружу). Она имеет несколько характерных элементов. На линейном участке кривой

$$\operatorname{tg} \alpha = I/E_0. \quad (13)$$

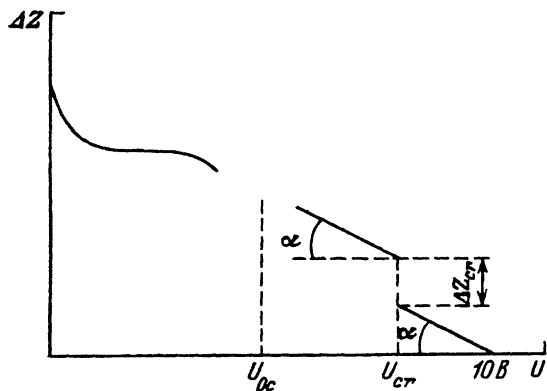


Рис. 5. Теоретическая зависимость величины изменения зазора ΔZ от напряжения U на туннельном зазоре.

Скачок величины зазора при $U = U_{сr}$

$$\Delta Z_{сr} = \delta_{сr} + (l - Z_0) = l(\epsilon - 1)/\epsilon. \quad (14)$$

Именно наличие этого скачка должно свидетельствовать об эффекте переключения. Наконец, вблизи U_0 возможна некоторая область неустойчивости, поведение системы в которой не описывается предложенной моделью.

Первоначально в качестве диэлектрических пленок планировалось использовать Лэнгмюра-Блоджетт. Однако первые же эксперименты показали, что СТМ, работающий в зависимом режиме, "чувствует" диэлектрический слой адсорбата, образующийся на поверхности металла в естественных условиях. Соответствующие экспериментальные данные представлены на рис. 6. Полученная зависимость очень похожа на теоретическую кривую рис. 5 (при сравнении их необходимо учитывать большой шаг экспериментальных точек по оси напряжений) и имеет хорошо выраженные характерные элементы, предсказываемые моделью. Последнее означает, в частности, что диэлектрическая проницаемость метриала адсорбированного слоя заметно больше 1. Это представляется естественным, поскольку основным компонентом адсорбированных слоев, образующихся в естественных условиях, является вода [9] ($\epsilon = 80$ в консервированном состоянии); можно также ожи-

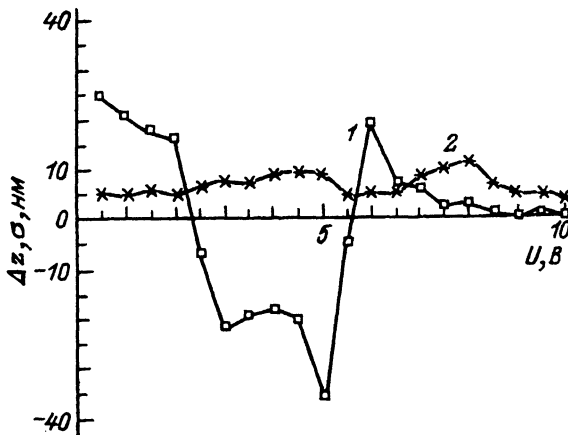


Рис. 6. Экспериментальная зависимость величины изменения зазора ΔZ (1), а также среднего квадратичного отклонения σ (2) величины ΔZ от напряжения U .

Измерения выполнялись в сторону уменьшения U . Каждая точка ΔZ получена усреднением 23 значений. $I_t = 10.2$ нА.

дать присутствия значительного количества органики ($\epsilon = 2.5-3.5$) и газов воздуха. Как следует из результатов измерений, адсорбированный слой очень быстро восстанавливается после вдавливания в него зонда: этот процесс занимает время, меньшее, чем несколько секунд, необходимых для одного цикла измерений. Тем не менее кривая аналогичная кривой на рис. 6, но снятая в противоположном направлении изменения U (в сторону его увеличения), имела некоторые отличия. Поэтому все измерения выполнялись в сторону уменьшения U , чтобы минимизировать возможные эффекты деформации адсорбированного слоя зондом. Таким образом, диэлектрический слой адсорбата, стабильно существующий на поверхности и легко восстанавливаемый после воздействия на него зонда, оказался очень удобным объектом, на котором можно проверить предложенную выше модель.

Скачок величины зазора при напряжении около 6 В (рис. 6) является прямым подтверждением наличия эффекта переключения в системе. Обращают на себя внимание широкая область вблизи 4 В, которую можно связать с особой точкой (11) модели, и характер поведения величины зазора в ней. Зазор значительно увеличен по сравнению с плавным ходом теоретической кривой, что означает действие некоторого другого механизма. Полученные результаты в этой области можно трактовать как формирование проводящих элементов между зондом и подложкой. Похожие образования в аналогичных условиях наблюдались в [10]: авторы назвали их "молекулярными мостиками из адсорбата". Однако для понимания поведения системы в этой области напряжений необходимы более детальные экспериментальные исследования.

Используя данные рис. 6, можно сделать некоторые количественные оценки. Если несмотря на неясность механизма, действующего вблизи напряжения 4 В, считать, что тем не менее эта область связана с положением особой точки U_0 , то сравнение рис. 5 и 6 позволяет определить значения величин, являющихся характерными для предложенной модели,

$$U_{cr} = 6 \text{ В}, \quad \Delta Z_{cr} = 14 \text{ нм}, \quad U_0 = 4 \text{ В}, \quad \text{tg } \alpha = 1.32 \text{ нм/В}. \quad (15)$$

Учитывая близость по составу материалов зонда и поверхности образца, можно принять, что их работы выхода в таких условиях одинаковы $\Phi_p = \Phi_s = \Phi$, тогда $U = V$. Используя (15) и решая систему уравнений (10), (11), (13), (14), можно получить следующие оценки основных физических параметров, характеризующих туннельный зазор и адсорбированный слой: $\Phi = 3.16 \text{ В}$, $E_0 = 0.76 \text{ В/нм}$, $l = 17.7 \text{ нм}$, $\epsilon = 4.74$. Разумность полученных значений является дополнительным подтверждением корректности модели. В частности, работа выхода из вольфрама в вакуум равна 4.54 эВ, однако надо учитывать, что в нашем случае определяется некоторая эффективная величина, на которую влияет наличие толстых адсорбированных слоев и сильного электрического поля в зазоре, приводящего к понижению работы выхода. Толщина адсорбированного слоя также представляется вполне правдоподобной для таких условий и хорошо согласуется с данными [9]. Величина относительной диэлектрической проницаемости материала адсорбированного слоя лежит между значениями, характерными для компонентов, из которых он состоит. Это является естественным;

более того, используя методы теории эффективной диэлектрической проницаемости [11,12], можно получить оценку объемной концентрации воды в адсорбате: предполагая однородную смесь компонентов, получаем максимальное значение 30 %.

Приведенные значения параметров модели носят оценочный характер не только из-за того, что было принято несколько упрощающих допущений, но и в связи с тем, что в модели не учтено возможное образование адсорбированного слоя и на острие СТМ, хотя, как показывает анализ, качественная картина при наличии адсорбата на поверхности зонда не меняется.

Полученные результаты говорят о том, что с помощью СТМ, работающего в эмиссионном режиме, возможна разработка методики диагностирования толстых адсорбированных слоев, находящихся в равновесии с газовой фазой при высоких давлениях, что особенно важно, поскольку многие информативные экспериментальные методы исследования адсорбции предполагают наличие высокого вакуума. Кроме того, необходимо отметить высокую пространственную локальность такой методики, обусловленную локальностью действия зонда СТМ.

Список литературы

- [1] *Binnig G., Rohrer H., Gerber Ch., Weibel E.* // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. N 1. P. 57-61.
- [2] *Маслова Н.С., Мусеев Ю.Н., Панов В.И. и др.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 3 (9). С. 925-933.
- [3] *Dobisz E.A., Marrian C.R.K.* // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 58. N 22. P. 2526-2528.
- [4] *McCord M.A., Pease R.F.W.* // J. Vac. Sci. Technol. 1988. Vol. B6. N 1. P. 293-296.
- [5] *Kuk Y., Sulverman P. J.* // Rev. Sci. Instrum. 1989. Vol. 60. N 2. P. 165-180.
- [6] *Симмонс Дж.Г.* // Туннельные явления в твердых телах. М.: Мир, 1973. С. 131-142.
- [7] *Comez-Herrero J., Comez-Rodriguez J.M., Ricardo Garcia, Baro A.M.* // J. Vac. Sci. Technol. 1990. Vol. A8. P. 445-449.
- [8] *Левин В.Л., Макаров Е.Б., Мордвинцев В.М.* // Тез. докл. III Всесоюз. семинара "Микролитография". Черногоровка, 1990. С. 225-226.
- [9] *Касуэлл Х.Л.* Физика тонких пленок. Т. 1. М.: Мир. 1967. С. 13-90.
- [10] *Волков А.Б., Неволин В.К.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 5. С. 1-3.
- [11] *Ермаков Г.А., Фокин А.Г., Шермергор Т.Д.* // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 2. С. 249-258.
- [12] *Левин В.Л., Неволин В.К., Шермергор Т.Д.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 3. С. 519-526.

Ярославский научный центр
по фундаментальным проблемам
вычислительной техники
Институт микроэлектроники

Поступило в Редакцию
15 июня 1993 г.
В окончательной редакции
24 августа 1993 г.